

КУРС АСТРОФИЗИКИ И ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ



# КУРС АСТРОФИЗИКИ И ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

I

I



# КУРС АСТРОФИЗИКИ И ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

Том I

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И АППАРАТУРА

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Ответственный редактор  
академик *А. А. Михайлов*,

члены редколлегии

*Ю. И. Витинский, А. Н. Дейч, В. А. Крат, О. А. Мельников*

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ,  
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1973

**Курс астрофизики и звездной астрономии**, т. I, монография, под ред. акад. А. А. Михайлова, изд. 2-е, перераб. и дополн., М., Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1973, 608 стр.

Первый том широко известного издания, написанного коллективом пулковских астрономов, является самостоятельной монографией, посвященной систематическому изложению методов астрофизических и звездно-астрономических наблюдений, а также описанию телескопов и других инструментов для наблюдений и измерений. По сравнению с предыдущим изданием, вышедшим в 1951 г., книга почти полностью переработана и дополнена с учетом новейших достижений науки. Так, в книгу включены широко ныне применяемые методы поляриметрии и телевидения, заново написан раздел об инструментах и методах наблюдений Солнца.

Книга рассчитана на студентов и аспирантов астрономов. Она будет полезна также специалистам астрономам, геофизикам и физикам, интересующимся затронутыми в книге проблемами.

Рисунков 299, таблиц 58.

**КУРС АСТРОФИЗИКИ  
И ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ**

**Том I**

**Методы исследования и аппаратура**

М., 1973 г., 608 стр. с илл.

Редактор *Б. Н. Гиммельфарб*

Технический редактор *В. Н. Кондакова*

Корректор *Е. А. Белицкая, Т. С. Вайсберг*

Сдано в набор 20/VII 1973 г. Подписано к печати 13/XII 1973 г.

Бумага  $70 \times 108^{1/16}$ . Физ. печ. л. 38. Условн. печ. л. 53.2.

Уч.-изд. л. 51,41. Тираж 2600 экз. Т-19932. Цена книги 4 р. 72 к.

Заказ № 497.

Издательство «Наука»

Главная редакция физико-математической литературы  
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

1-я типография издательства «Наука». 199034. Ленинград, 9 линия, д. 12

© Издательство «Наука», 1973.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Предисловие . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                | 8   |
| Часть первая. ПРИЕМНИКИ РАДИАЦИИ . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 9   |
| Г л а в а I. Оптика линзовых и зеркальных астрономических телескопов ( <i>О. А. Мельников</i> ) . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 9   |
| § 1. Основные типы телескопов (9). § 2. Основные определения (14). § 3. Потери света (21). § 4. Аберрации линз и зеркал (25). § 5. Дифракция. Разрешающая сила телескопов (38). § 6. Материалы для линз и зеркал (43). § 7. Методы оптического испытания зеркал и линз (47). § 8. Основные типы астрономических объективов для линзовых телескопов (53). § 9. Основные типы астрономических зеркал и их комбинаций (60). § 10. Зеркально-линзовые системы (63). § 11. Предельные пороговые величины звезд, доступных наблюдениям (67). Литература (69).                                                                                                              |     |
| Г л а в а II. Установка линзовых и зеркальных астрономических телескопов ( <i>О. А. Мельников</i> ) . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 71  |
| § 12. Монтировки телескопов (71). § 13. Установка телескопа по азимуту и по широте (77). § 14. Уравновешивание телескопа (78). § 15. Эффекты температуры (79). Литература (81).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |     |
| Г л а в а III. Приводы и системы управления телескопами ( <i>Н. Н. Михельсон</i> ) . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         | 82  |
| § 16. Назначение приводов и системы управления (82). § 17. Системы наведения телескопа (82). § 18. Тонкая коррекция положения телескопа (87). § 19. Часовые механизмы, центробежные регуляторы, секундный контроль и лунно-планетный привод (90). § 20. Фотогид (97). § 21. Применение в телескопах счетно-решающих механизмов (100). § 22. Пульты управления, отсчетные устройства, клавиши (105). Литература (106).                                                                                                                                                                                                                                                |     |
| Г л а в а IV. Основные свойства фотографических материалов ( <i>И. И. Брейдо</i> ) . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         | 107 |
| § 23. Введение (107). § 24. Сенситометрические характеристики фотографических материалов (108). § 25. Проявление и фиксирование фотографических материалов (116). § 26. Отклонения от закона взаимозаместимости у современных фотографических материалов (120). § 27. Методы увеличения чувствительности фотографических материалов (123). § 28. Рассеяние света в фотографическом слое. Разрешающая способность и частотно-контрастная характеристика фотографических материалов (125). § 29. Зернистость фотографических материалов и понятие об их информационной чувствительности (129). § 30. Некоторые особые фотографические эффекты (130). Литература (133). |     |
| Г л а в а V. Приемные устройства для слабых световых потоков ( <i>В. Б. Никонов</i> ) . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      | 134 |
| § 31. Фотоэффект и фотоэлектронные приборы (134). § 32. Фотокатоды (138). § 33. Вторично-электронная эмиссия и фотоумножители (145). § 34. Приборы фотоэлектронного изображения (154). Литература (165).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             |     |
| Г л а в а VI. Телевизионная техника в астрономии ( <i>Н. Ф. Куревич</i> ) . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 166 |
| § 35. Принципиальные основы. Телевизионный телескоп (166). § 36. Телевизионные передающие трубки (169). § 37. Приемные электронно-лучевые трубки (кинескопы) (175). Литература (177).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |     |



|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |            |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>Часть вторая. ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ АСТРОМЕТРИЯ (А. Н. Дейч)</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | <b>178</b> |
| <b>Глава VII. Введение</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             | <b>178</b> |
| § 38. Задачи фотографической астрометрии (178). § 39. Преимущества и недостатки фотографического метода (178). § 40. Краткая история астрофотографии (179). Литература (181).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          |            |
| <b>Глава VIII. Астрофотографические наблюдения</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | <b>182</b> |
| § 41. Астрографы (182). § 42. Перпендикулярность пластинки к оптической оси. Оптический центр (189). § 43. Влияние недостатков объектива на качество изображений (192). § 44. Определение дисторсии объектива (193). § 45. Проникающая сила астрографа. Влияние атмосферы на качество изображений (195). § 46. Фотографическая пластинка (196). Литература (200).                                                                                                                                                                                                                      |            |
| <b>Глава IX. Измерение астрографических снимков</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    | <b>201</b> |
| § 47. Измерительные приборы (201). § 48. Общие принципы измерений (206). Литература (207).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             |            |
| <b>Глава X. Тангенциальные координаты на пластинке и их связь с экваториальными координатами на небесной сфере</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | <b>208</b> |
| § 49. Основные понятия (208). § 50. Связь между двумя системами тангенциальных координат (209). § 51. Формулы преобразования тангенциальных координат в экваториальные и обратно (210). Литература (213).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |            |
| <b>Глава XI. Связь между измеренными и тангенциальными координатами</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                | <b>214</b> |
| § 52. Измеренные координаты и их отличие от тангенциальных координат (214). § 53. Разности начал координат, ориентировки и масштаба (214). § 54. Поправки за прецессию, нутацию и собственные движения звезд (216). § 55. Дифференциальная рефракция (216). § 56. Атмосферная дисперсия (221). § 57. Дифференциальная абберация (223). § 58. Влияние наклона пластинки к оптической оси (224). Литература (226).                                                                                                                                                                       |            |
| <b>Глава XII. Определение прямых восхождений и склонений светил</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    | <b>227</b> |
| § 59. Метод шести постоянных. Учет членов высших порядков (227). § 60. Метод Шлезингера (229). § 61. Метод четырех постоянных. Определение положения объекта по двум опорным звездам (232). § 62. Метод восьми постоянных. Метод, основанный на проективном преобразовании (235). § 63. Фотографические наблюдения малых планет и комет (237). § 64. Фотографические наблюдения больших планет и Луны (237). § 65. Фотографические наблюдения метеоров и искусственных небесных тел (239). § 66. Фотографические каталоги звездных положений и звездные карты (240). Литература (242). |            |
| <b>Глава XIII. Определение собственных движений звезд</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | <b>243</b> |
| § 67. Методы наблюдений и измерений (243). § 68. Метод шести постоянных (245). § 69. Перевод относительных собственных движений в абсолютные. Исследование уравнения блеска (247). § 70. Фотографические каталоги и списки собственных движений звезд (249). Литература (251).                                                                                                                                                                                                                                                                                                         |            |
| <b>Глава XIV. Определение тригонометрических параллаксов</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | <b>252</b> |
| § 71. Методы наблюдений и редукции. Метод Шлезингера (252). § 72. Перевод относительных параллаксов в абсолютные (255). § 73. Результаты определений тригонометрических параллаксов звезд. Перспективы дальнейших работ (256). Литература (257).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                       |            |
| <b>Глава XV. Фотографические наблюдения двойных звезд</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | <b>258</b> |
| § 74. Методика наблюдений и измерений (258). § 75. Результаты измерений двойных звезд (264). Литература (265).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         |            |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>Глава XVI. Некоторые специальные задачи астрометрии, разрешаемые фотографическим методом</b> . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                | 266 |
| § 76. Определение эффекта Эйнштейна во время полных солнечных затмений (266).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            |     |
| § 77. Определение астрономических постоянных при помощи полярной трубы. Определение времени и широты фотографической зенитной трубой. Некоторые другие применения фотографии в астрометрии (269). Литература (271).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |     |
| <b>Часть третья. АСТРОСПЕКТРОСКОПИЯ</b> . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 272 |
| <b>Глава XVII. Спектрографы (В. А. Альбицкий, О. А. Мельников)</b> . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             | 272 |
| § 78. Оптика призменного и дифракционного щелевого спектрографа (272).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   |     |
| § 79. Механическая конструкция и термостатирование щелевого спектрографа (290). § 80. Щель спектрографа; спектр сравнения; гидрирование (294).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           |     |
| § 81. Исследование оптики и центрировка спектрографа (296). § 82. Призменная камера (297). § 83. Бесщелевой спектрограф (298). § 84. Небулярный спектрограф (299). § 85. Конструкция дифракционного спектрографа (301). § 86. Спектрограф для фокуса куда (302). § 87. Новые направления в оптических схемах спектрографов (304). § 88. Светосила призменных и дифракционных звездных спектрографов (307). Литература (311).                                                                                                                             |     |
| <b>Глава XVIII. Спектральная классификация звезд (В. А. Альбицкий, О. А. Мельников)</b> . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 312 |
| § 89. Краткая история спектральной классификации нормальных звезд (312).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 |     |
| § 90. Основы Гарвардской спектральной классификации (313). § 91. Обозначение дополнительных характеристик звездных спектров (318). § 92. Двумерная спектральная классификация (320). Литература (329).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   |     |
| <b>Глава XIX. Измерение спектрограмм и их редукция с целью определения лучевых скоростей звезд (Г. А. Шайн, О. А. Мельников)</b> . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 330 |
| § 93. Способ определения лучевых скоростей звезд (330). § 94. Измерение спектрограмм (331). § 95. Редукция спектрограмм (336). § 96. Метод групповой редукции спектрограмм (338). § 97. Метод Шлезингера и его видоизменение (340). § 98. Форма спектральных линий (340). § 99. Спектрокомпаратор (341). § 100. Использование саморегистрирующего микрофотометра для измерения лучевых скоростей (344). § 101. Редукция лучевых скоростей к Солнцу (344). § 102. Применение призменной камеры для определения лучевых скоростей (345). Литература (347). |     |
| <b>Глава XX. Системы длин волн спектральных линий, используемых при определении лучевых скоростей (Г. А. Шайн, О. А. Мельников)</b> . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 349 |
| § 103. Система Роуленда и интернациональная система (349). § 104. Система длин волн для звездных спектров классов О и В (353). § 105. Система длин волн для звездных спектров классов F—K (354). § 106. Система длин волн для звездных спектров классов A—F (355). § 107. Определение лучевых скоростей слабых звезд (357). § 108. Применение спектрокомпаратора Гартмана (358). § 109. Выбор линий спектра сравнения (358). Литература (359).                                                                                                           |     |
| <b>Глава XXI. Систематические и случайные ошибки при определении лучевых скоростей (Г. А. Шайн, О. А. Мельников)</b> . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 360 |
| § 110. Источники систематических ошибок (360). § 111. Ошибки, обусловленные неравномерным освещением коллиматора (360). § 112. Ошибки, обусловленные неправильным гидрированием звезды (362). § 113. Ошибки, обусловленные несовершенством оптики (363). § 114. Ошибка, обусловленная атмосферной дисперсией (364). § 115. Ошибки, обусловленные другими причинами (365). § 116. Влияние изменений температуры на определение лучевых скоростей (365). § 117. Ошибки, обусловленные гнутием в спектрографе (366). Литература (367).                      |     |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           |            |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>Г л а в а XXII. Каталоги лучевых скоростей звезд (Г. А. Шайн, О. А. Мельников)</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | <b>368</b> |
| § 118. Систематические ошибки каталогов (368). § 119. Списки стандартных звезд для контроля систематических ошибок определения лучевых скоростей (370). § 120. Сравнение каталогов лучевых скоростей звезд (372).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         |            |
| <b>Часть четвертая. АСТРОФОТОМЕТРИЯ</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | <b>373</b> |
| <b>Г л а в а XXIII. Ослабление света в земной атмосфере (В. А. Крат)</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | <b>373</b> |
| § 121. Общие соображения (373). § 122. Элементарная геометрическая теория ослабления света (374). § 123. Поглощение света в земной атмосфере (376). § 124. Рассеяние света (378). § 125. Прозрачность атмосферы и яркость неба (380). § 126. Техника определения фактора атмосферного ослабления света (381). § 127. Изменение прозрачности атмосферы с течением времени (383). § 128. Зависимость ослабления света от длины волны (385). § 129. Интегральное и гетерохромное излучение (387). § 130. Техника учета атмосферного ослабления света (390). Литература (391).                                                                                                                                                                |            |
| <b>Г л а в а XXIV. Фотоэлектрическая астрофотометрия (В. Б. Никонов)</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | <b>392</b> |
| § 131. Фотонные потоки от звезд (392). § 132. Блок-схема простейшего звездного электрофотометра (393). § 133. Источники постоянного свечения (фотометрические стандарты) (395). § 134. Светофильтры (397). § 135. Оптико-механический блок (398). § 136. Блок фотоумножителя (400). § 137. Методы измерения токов фотоумножителей (402). § 138. Одноканальный электрофотометр (416). § 139. Многоканальные электрофотометры (418). § 140. Некоторые специальные задачи фотоэлектрической астрофотометрии (422). § 141. Обработка электрофотометрических наблюдений (424). § 142. Исследование электрофотометрической аппаратуры (425). § 143. Применение приборов фотоэлектронного изображения в астрофотометрии (429). Литература (432). |            |
| <b>Г л а в а XXV. Фотометрические системы, стандарты и каталоги (В. Б. Никонов)</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                       | <b>434</b> |
| § 144. Фотометрические системы (434). § 145. Широкополосные фотометрические системы (436). § 146. Фотометрическая система $UBV$ и ее развитие (440). § 147. Двухиндексные диаграммы и $Q$ -метод (444). § 148. Среднеполосные фотометрические системы (446). § 149. Узкополосные фотометрические системы (451). § 150. Звездные фотометрические стандарты (452). § 151. Фотометрические каталоги (456). Литература (458).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 |            |
| <b>Г л а в а XXVI. Астрополяриметрия (В. А. Домбровский)</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | <b>460</b> |
| § 152. Описание поляризованного света (460). § 153. Анализ поляризованного света (463). § 154. Оптические устройства, применяемые при анализе поляризованного света (467). § 155. Аппаратура и методика поляризационных измерений (473). § 156. Систематические ошибки при поляризационных наблюдениях (482). Литература (485).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           |            |
| <b>Г л а в а XXVII. Радиометрия (А. В. Марков, Ю. Н. Чистяков)</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | <b>486</b> |
| § 157. Постановка задачи (486). § 158. Приемники инфракрасного излучения (489). § 159. Минимальная обнаруживаемая мощность (494). § 160. Радиометры. Усиление и регистрация сигналов (497). § 161. Калибровка измерений (498). § 162. Учет атмосферного пропускания (499). § 163. Радиометрические наблюдения планет (501). § 164. Радиометрические наблюдения звезд (502). § 165. Радиометрические наблюдения солнечной короны (505). Литература (505).                                                                                                                                                                                                                                                                                  |            |
| <b>Г л а в а XXVIII. Спектрофотометрия (В. А. Крат)</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | <b>507</b> |
| § 166. Общие принципы (507). § 167. Принципы фотографической спектрофотометрии. Фотометрическая стандартизация негативов (509). § 168. Измерение спектрограмм на микрофотометрах (511). § 169. Фотоэлектрическая спектрофотометрия (514). § 170. Профили и эквивалентные ширины спектральных линий (516).                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 |            |



|                                                                                                                                                                                                                                                                                          |            |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| § 171. Инструментальный профиль (519). § 172. Источники ошибок спектрофотометрии] (525). § 173. Спектрофотометрические градиенты и температуры (526). Литература (529).                                                                                                                  |            |
| <b>Часть пятая. ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА . . .</b>                                                                                                                                                                                                                         | <b>531</b> |
| <b>Г л а в а XXIX. Солнечные телескопы (В. А. Крат, И. А. Прокофьева) . . . .</b>                                                                                                                                                                                                        | <b>531</b> |
| § 174. Условия наблюдений Солнца (531). § 175. Фотогелиографы. Фотогелиографическая служба Солнца (532). § 176. Целостаты и сидеростаты (534). § 177. Солнечные телескопы (537). § 178. Стратосферный солнечный телескоп (542). § 179. Внезатменные коронографы (544). Литература (551). |            |
| <b>Г л а в а XXX. Солнечные спектрографы и монохроматоры (В. А. Крат, И. А. Прокофьева) . . . . .</b>                                                                                                                                                                                    | <b>552</b> |
| § 180. Спектрографы (552). § 181. Спектрографический метод получения трехмерной информации об избранных площадках на диске Солнца (561). § 182. Спектрогелиографы и спектрогелиоскопы (562). § 183. Интерференционно-поляризационные светофильтры (565). Литература (573).               |            |
| <b>Г л а в а XXXI. Измерение солнечных магнитных полей (Р. Н. Ихсанов) . .</b>                                                                                                                                                                                                           | <b>575</b> |
| § 184. Теоретические основы (575). § 185. Фотографические и визуальные методы (586). § 186. Фотоэлектрические методы (591). Литература (600).                                                                                                                                            |            |
| <b>Алфавитный указатель . . . . .</b>                                                                                                                                                                                                                                                    | <b>601</b> |

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Предыдущее издание первого тома пулковского «Курса астрофизики и звездной астрономии» вышло более двадцати лет назад. С тех пор в астрономической науке были достигнуты большие успехи в методах, которым «Курс» посвящен. Поэтому, если сохранять прежний стиль изложения и столь же обстоятельно описывать все разделы современной астрофизики и звездной астрономии, объем курса возрос бы по крайней мере вдвое, что по ряду соображений было неприемлемо. С другой стороны, если для сохранения прежнего объема изменить стиль изложения, чтобы весь, включая и новый, материал втиснуть в старые рамки, то это привело бы к недостаточной понятности содержания или же к отрывочности изложения. Последнее в педагогическом отношении было бы нерационально. Поэтому пришлось прибегнуть к радикальным мерам и сократить элементарные и наиболее известные разделы, чтобы уделить больше внимания развитию методов исследования. В частности, исключены теоретическое введение (главы I и XXII предыдущего издания), визуальная и фотографическая астрофотометрия (главы XXIII и XXIV предыдущего издания) и некоторые более мелкие разделы.

В последние десятилетия особенно большое развитие получила радиоастрономия, что привело к открытию новых, часто неожиданных явлений и объектов. Однако аппаратура и методы наблюдения в этой области настолько отличаются от применяемых в оптической астрономии, что достаточно детальное описание их потребовало бы очень много места и стояло бы особняком от других частей курса. Поэтому пришлось совсем не включать этот раздел в надежде, что удастся его позже издать в виде отдельной книги. Другой весьма перспективный раздел, который только начал развиваться, но которому, несомненно, принадлежит большое будущее — это внеатмосферная астрономия. Но и тут аппаратура, по большей части автоматическая, столь быстро разрабатывается, что к тому времени, когда книга дойдет до читателей, все сказанное в ней окажется пройденным и совершенно устаревшим этапом, представляющим интерес лишь для истории ракетной техники и космонавтики. Поэтому и данный раздел не вошел в настоящий курс, и для ознакомления с ним приходится отсылать к другим источникам, в значительной части к журнальной литературе.

Как и в предыдущем издании, все авторы являются крупными специалистами в соответствующих областях и большинство из них ведет педагогическую работу, что особенно важно в курсе, предназначенном для университетского преподавания.

### ГЛАВА I

#### ОПТИКА ЛИНЗОВЫХ И ЗЕРКАЛЬНЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

§ 1. Основные типы телескопов. а) По характеру оптики астрономические телескопы подразделяются на три основные группы:

- 1) линзовые телескопы — *рефракторы* (диоптрические),
- 2) зеркальные телескопы — *рефлекторы* (катоптрические) и
- 3) зеркально-линзовые телескопы (катадиоптрические).

Первый телескоп-рефрактор был построен в начале XVII в., а первый телескоп-рефлектор — в начале 70-х годов того же столетия. Историческое развитие различных оптических систем телескопов свидетельствует о соперничестве различных типов их. Желание снизить оптические ошибки — сферическую и хроматическую абберации в одиночных линзах первых рефракторов — привело в 1610—1670 гг. к постройке весьма длинных, громоздких и неудобных в эксплуатации телескопов. В этом смысле переход к постройке «воздушных телескопов», в которых объективный и окулярный концы устанавливались на самостоятельных штативах (а труба вообще отсутствовала), казался перспективным. Однако и такая конструкция при наблюдениях на открытом воздухе, особенно при ветре, не оправдала себя, и после 1670 г. несовершенные в оптическом и механическом отношении рефракторы фактически уступили место рефлекторам с металлическими зеркалами. Но последние также весьма несовершенны, особенно из-за малого коэффициента отражения поверхности зеркала, которая тускнела со временем. Немногие мастера умели изготавливать ее в форме параболоида вращения, что требовалось для уменьшения оптических ошибок — аббераций, присутствующих не только у линзовых, но и у зеркальных систем. Кроме того, большие металлические зеркала, будучи тяжелыми, прогибались под собственным весом, а также деформировались под влиянием внутренних напряжений, не устраненных специальным отжигом.

В период увлечения рефлекторами с металлическими зеркалами, независимо от этого, стекловарение делало большие успехи, и в 1758 г. благодаря получению двух разных сортов стекла — легкого *крона* и более тяжелого *флинта* с сильно отличающимися оптическими постоянными, — появилась возможность приблизительно рассчитать и построить двухлинзовые объективы рефракторов вначале средних, а позднее крупных размеров. Такие объективы были названы *ахроматами*. Хроматическая, а также сферическая абберация в них, по сравнению с однолинзовыми объективами, т. е. *хроматами*, была сильно уменьшена, что позволило при том же поперечнике в 15 раз сократить длину телескопов-рефракторов. При этом качество изображений было значительно лучше. Все же стремление увеличить поперечники двухлинзовых объективов телескопов встретило с почти непреодолимой в то время трудностью: невозможностью получить достаточно однородные большие блоки стекла для линз, особенно из флинта. Кроме того, увеличение диаметров объективов неизбежно привело бы к прогибам линз.

под собственным весом, а также к большому светопоглощению, ибо с ростом поперечников толщина линз тоже должна быть большей. Прогибы же металлических зеркал под собственным весом устранялись в больших телескопах соответствующими противовесами, оказывающими противоположное давление на тыльную сторону зеркала. В связи с этим после 1890 г. внимание конструкторов и астрономов снова было обращено на отражательные телескопы. К этому времени уже были разработаны методы контроля при изготовлении параболических поверхностей и был внедрен изобретенный ранее способ наружного химического серебрения рабочей поверхности стеклянных зеркал. Впоследствии же (в 1930 г.) был изобретен еще более совершенный физический способ нанесения тонких, но очень прочных металлических, преимущественно алюминиевых, слоев на рабочую поверхность зеркала путем катодного распыления. Перечисленные, а также и другие успехи науки и промышленности позволили строить телескопы-рефлекторы со стеклянными металлизированными зеркалами, которые были лишены недостатков металлических зеркал XVII—XIX вв. и потому нашли весьма широкое применение. Их поперечники неуклонно росли и растут вплоть до наших дней.

Однако уже в XIX в. астрономам было ясно, что для целей звездной астрономии требовалось увеличение рабочего поля телескопов и их светосилы. Только при таком условии можно в практически приемлемое время работы даже многих обсерваторий получить количественные наблюдательные данные по всему небу. К последней четверти XIX в. научная фотография встала на прочную основу, ибо начали применяться достаточно чувствительные и практически удобные сухие броможелатиновые фотоэмульсии. Поэтому астрономы и оптики в конце XIX и начале XX вв. осуществили расчеты и постройку светосильных фотографических линзовых телескопов — *астрографов* со сложными многолинзовыми объективами, обеспечивающими большие рабочие поля. Но усложнение объективов привело к практическому ограничению их поперечников (не более 500 мм, а в большинстве случаев значительно меньше), что было обусловлено снова отсутствием больших блоков однородного стекла необходимых сортов. Поэтому оптики и астрономы в первой половине XX в. обратились к конструированию более сложных, так называемых *апланатических* телескопов-рефлекторов, состоящих из нескольких зеркал с различной формой поверхности. Такие рефлекторы, по сравнению с однозеркальными, имеющими отражающую поверхность в виде параболоида вращения, обеспечивали относительно большие рабочие поля. Та же цель достигалась также и при синтезе двух типов телескопов: линзовых и зеркальных. Так появились зеркально-линзовые телескопы, светосила которых могла достигать весьма большой величины. В них роль оптических ошибок — аберраций — была невелика, ибо они взаимно компенсировались. Естественно, что большинство зеркально-линзовых телескопов (за исключением случая линзовых и менисковых компенсаторов в сходящемся пучке перед главным фокусом зеркала) также ограничены в своих размерах из-за невозможности получения больших блоков прозрачного однородного стекла заданного оптического сорта, а также и прогибов линз под собственным весом. Дальнейшему же увеличению диаметров зеркальных, в том числе апланатических, телескопов препятствуют многие практические трудности, включая возникающие при изготовлении крупных зеркал. Но, как было показано теоретически и экспериментально, в частности, в СССР Д. Д. Максutowым, современная техника стекловарения, а также технология изготовления плавленого кварца, нержавеющей стали, различных металлических сплавов, ряда новых материалов — ситалла (пирокерама, витрокерама, зеродура и т. д.), сервита, а в последнее время и различных синтетических материалов, позволяют снова вернуться к телеско-



пам-рефлекторам. Некоторые из этих новых материалов для зеркал оказываются значительно более выгодными, чем прежние, и потому открывают перед астрономами новые технические перспективы. К тому же оказывается, что размеры зеркал, особенно металлических, могут быть весьма большими. Правда, обработка металлических и других перечисленных выше зеркал, в общем, значительно труднее, чем стеклянных. Параллельно с успехами в развитии оптической части линзовых и отражательных телескопов происходило совершенствование их механических конструкций, а также приводов движения и управления.

б) По видам монтаровок астрономические телескопы подразделяются на две основные группы: 1) *азимутальные* и 2) *параллактические*. Характер монтаровки определяется расположением двух осей, вокруг которых телескоп может поворачиваться. В XIX в. некоторые большие отражательные телескопы из-за их громоздкости употреблялись даже как меридианные, что относительно упрощало монтаровку. Азимутальные монтаровки до недавнего времени сохраняли в основном лишь историческое значение, а также использовались для небольших переносных и любительских телескопов. Однако теоретический анализ и экспериментальная проверка этих монтаровок, произведенные в СССР, показали, что они имеют существенные преимущества перед параллактическими, хотя последние допускают более простую схему движения в соответствии с вращением небесного свода (только вокруг одной оси). Азимутальная система имеет существенные механические преимущества в отношении разгрузки главного зеркала телескопа, прочности монтаровки, более простого учета вертикальной хроматической рефракции и т. д. Трудности преобразования равномерного вращения вокруг оси, параллельной оси мира, к неравномерным движениям вокруг вертикальной и горизонтальной осей азимутальной системы координат могут быть преодолены благодаря успехам современной электронно-счетной техники. Все же, ввиду сравнительной простоты и удобства эксплуатации, наиболее распространенным типом монтаровок современных телескопов является параллактическая система. В установках многих радиотелескопов, особенно крупных, с успехом применяются азимутальные системы.

В азимутальной монтаровке имеются две оси вращения — *горизонтальная* и *вертикальная*. Специальное вычислительное устройство должно пересчитывать экваториальные координаты в азимутальные (а также их первые и вторые производные, т. е. скорости и ускорения, и другие величины) с последующей автоматической подачей сигналов на исполнительные механизмы, непосредственно управляющие движением трубы телескопа вокруг двух осей. В параллактической монтаровке также имеются две оси, одна из которых параллельна оси вращения Земли (*часовая* или *полярная ось*), а вторая перпендикулярна к первой (*ось склонений*). Во время работы телескоп вращается только вокруг одной, а именно полярной оси, компенсируя этим суточное вращение Земли. Вокруг же оси склонений вращение только установочное, и по отыскании звезды оно обычно фиксируется. Однако вследствие влияния рефракции у современных длиннофокусных телескопов и в этом типе монтаровки приходится немного подправлять установку также и по оси склонений. Параллактическая монтаровка применялась уже в 1749 г. в телескопах Дж. Шорта, хотя прототип этой монтаровки появился, по-видимому, значительно раньше, еще в XVII в.

В настоящее время применяются три типа параллактических монтаровок:

1. *Немецкая монтаровка* — наиболее старая. Колонна монтаровки прямая и расположена вертикально. Классическим примером этого типа монтаровки был 76-см, а сейчас является 65-см рефрактор Пулковской обсерва-

тории (рис. 1). Монтировка обычно несимметрична: труба располагается на одном, а противовес на другом конце оси склонений. В дальнейшем этот тип монтировки был видоизменен, а именно — вместо вертикальной стали применять ломаную колонну с верхней частью, параллельной полярной оси, что исключало задевание трубы за колонну.

2. *Английская монтировка* появилась в примитивном виде в начале XVIII в. В этом типе монтировки полярная ось закрепляется (в меридиане) концами на двух столбах. Перпендикулярная к ней ось склонений несет

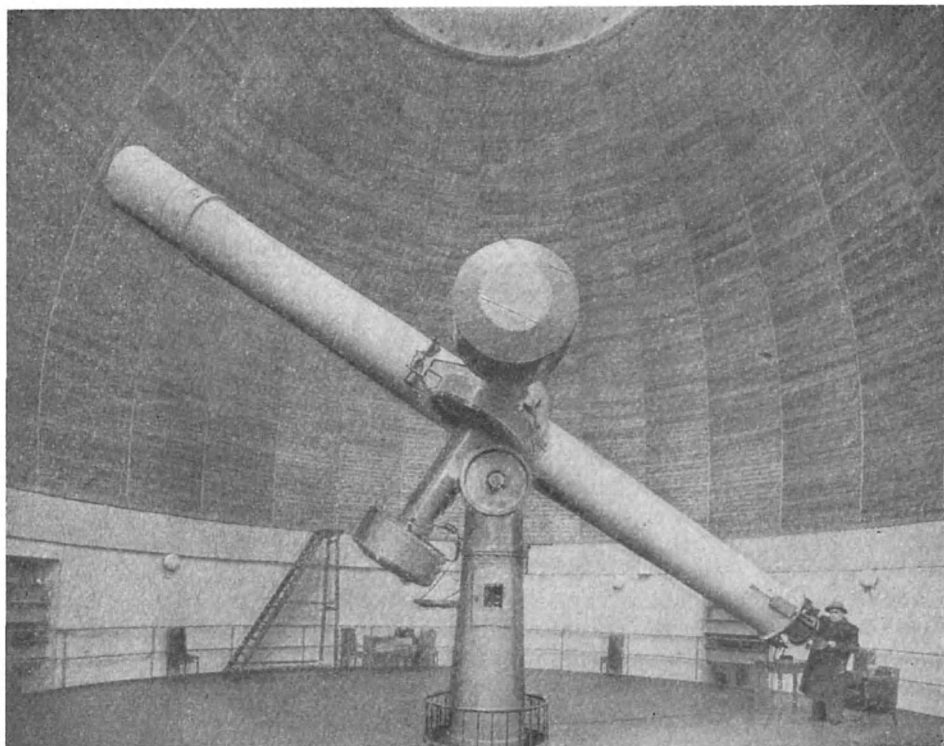


Рис. 1.

на одном конце трубу телескопа, а на противоположном — массивный противовес, т. е. монтировка тоже несимметрична. Этот тип монтировки позднее был видоизменен введением рамы в виде прямоугольной формы, или «ярма» вместо полярной оси. Труба телескопа размещается внутри фермы (ярма), надобность в противовесе отпадает и монтировка становится симметричной. Классическим примером чисто английской монтировки может служить 125-см телескоп Крымской станции ГАИШ, а в видоизмененном виде — 254-см и 508-см телескопы обсерваторий Маунт Вилсон и Паломарской. В последнем из этих телескопов недоступность северного полюса неба преодолена путем придания северному подшипнику формы подковы.

3. *Американская монтировка* появилась в XIX в. В этом типе монтировки полярная ось заканчивается вилкой, в которую входит нижняя, наиболее тяжелая часть трубы, несущая зеркало в оправе вместе с системой разгрузочного механизма. Эта монтировка симметрична и очень удобна для достижения любых точек неба. Хорошими примерами этого типа монти-

ровки являются 152-см, 213-см и 305-см телескопы обсерваторий Маунт Вилсон, Китт Пик и Ликской соответственно. В СССР и в Англии этот тип монтировки был видоизменен на телескопах 264-см (Крымской) и 249-см Гринвичской (в Херстмонсо) обсерваторий упрощением вилки путем замены ее параллельной экватору платформой, на которой укреплены две стойки для оси склонения.

Весьма совершенный тип азимутальной монтировки применен сейчас в СССР для установки наибольшего в мире 600-см телескопа. Параллельно с развитием монтировок телескопов совершенствовались и механизмы их приводов, что в сильной степени определяет и качество монтировки. Естественно, что в первых телескопах применялись ручные приводы. В дальнейшем, по идее И. Фраунгофера, был применен пружинный часовой механизм со связью фрикционного типа. Это было сделано в конце первой четверти XIX в. на знаменитом 23-см телескопе Дерптской (ныне Тарту, Эстонской ССР) обсерватории, который ныне сохраняется как музейный экспонат. Впоследствии был широко внедрен гиревой часовой механизм, груз которого поднимался для завода вручную и скорость регулировалась при помощи конического маятника или центробежного регулятора. На некоторых телескопах такие механизмы успешно действуют и поныне или же заменены электрическими. В более поздних механизмах такого типа гиря время от времени поднималась специальным электромотором, и расход цепи или троса был невелик, особенно при наличии механизма типа полиспада. Это позволило обходиться без глубоких колодцев для приема опускающейся гири. Точность хода механизма регулировалась от контакта астрономических часов (*секундный контроль*). В более новых системах приводов вращения телескопа на обеих осях осуществлялось непосредственно от электромоторов с точно регулируемой скоростью. Были разработаны различные системы регулирования скорости с учетом гнуптия трубы, ошибок установки, рефракции и т. д. В самое же последнее время разработаны специальные системы автоматического управления телескопами (сокращенно САУ), в частности, цифровые, с автоматической коррекцией (фотоэлектрической и телевизионной), с компенсацией рефракции, вращения поля и др. В исключительных случаях применялись прямые фотоэлектрические гиды. Только САУ позволили, наконец, проводить наблюдения объектов с большим собственным движением, таких, как искусственные небесные тела и космические ракеты.

Для уменьшения трения, а также для необходимых упрощений в подшипниках полярной оси, на которые приходится весьма большие нагрузки была испытана сначала водяная (проект 150-см телескопа А. Коммона), а затем ртутная (152-см и 254-см телескопы обсерватории Маунт Вилсон) и масляная «флотация» (264-см, 305-см и 508-см телескопы Крымской, Ликской и Паломарской обсерваторий соответственно). В последнем случае подшипники заменяются очень тонкой (порядка 0,1 мм) масляной жидкой «подушкой», — масло подается через маленькие отверстия под большим давлением. Установочные движения телескопов раньше также осуществлялись вручную, а теперь для этой цели имеются соответствующие моторы с разными редукторами для грубой (быстрой), тонкой (медленной) и очень тонкой наводки на объект.

Отечественное астрономическое приборостроение, основы которого были заложены еще М. В. Ломоносовым и И. П. Кулибиным, позднее А. А. Чикиным, Ю. А. Миркаловым, Н. Г. Пономаревым, Д. Д. Максutowым и другими, получило большой размах только после Великой Октябрьской социалистической революции. Сейчас имеются специальные конструкторские бюро, хорошо оборудованные цеха и помещения на различных заводах и в институтах. Замечательная плеяда советских конструкторов и оптиков:



чением, равным  $+1$ . Их расположение определяется местом воображаемого пересечения падающих параллельных главной оси лучей (близких к оптической оси) и наклонных лучей, направляющихся в соответствующую точку главного фокуса после прохождения оптической системы. Эти плоскости называются передней и задней главными плоскостями системы. В сложном объективе они занимают существенно разные положения, иногда даже вне системы.

Подобно определению точек  $H$  и  $H'$  и соответствующих плоскостей в оптике определяются еще две основные точки в пространствах предметов и изображений, а именно *узлы*  $K$  и  $K'$ . Это тоже сопряженные точки, в которых угловое увеличение равно 1, т. е. апертурные углы  $u$  и  $u'$  лучей с осью в точках  $K$  и  $K'$  в пространствах предметов и изображений равны друг другу. Плоскости, перпендикулярные к главной оптической оси и проходящие через узлы, называются *узловыми плоскостями* в пространствах предметов и изображений. Таким образом, имеется всего на главной оптической оси системы шесть особых точек и соответственно шесть плоскостей, которые называются *кардинальными*. Если оптическая система (объектив) находится в среде с одинаковым показателем преломления в пространствах предметов и изображений (например, в воздухе, как обычно в астрономии), то узловые плоскости сливаются с главными и соответственно сливаются точки  $H$  с  $K$  и  $K'$  с  $H'$ .

Расстояния от передней и задней главных точек идеальной оптической системы до точки переднего и заднего фокуса соответственно называются ее *передним и задним фокусными расстояниями* и в геометрической оптике обозначаются через  $f$  и  $f'$ . Мы же будем обозначать в дальнейшем, как и обычно в астрономии, заднее фокусное расстояние через  $F$ . Для объективов телескопов переднее фокусное расстояние в большинстве случаев не представляет интереса. Если объектив реальной оптической системы сильно задиафрагмировать, то он по своим оптическим качествам будет приближаться к идеальной оптической системе. Лучи, идущие бесконечно близко к оптической оси объектива или зеркала, называются *параксиальными*, а соответствующая им область пространства — *параксиальной областью*. В ней гомоцентрический пучок, идущий от точки объекта, остается гомоцентрическим (сходящимся в точку) и после прохождения оптической системы, т. е. последняя строит стигматическое изображение. Однако вне параксиальной области реальная оптическая система дает изображение точки нестигматическое, размытое. Ошибки изображения для визуального телескопа не должны превышать пределы, удовлетворяющие условию Рэлея (см. ниже). В случае же фотографического телескопа стремятся получить изображение бесконечно удаленной точки с ошибками меньшими, чем разрешающая способность фотографической эмульсии, что в среднем составляет несколько сотых миллиметра. На практике даже в случае первоклассной оптической системы ее высокие качества далеко не всегда удается использовать. Причиной этому служит беспокойствие (волнение) земной атмосферы. Поэтому очень важен выбор места строительства обсерватории, или так называемый *астроклимат* места установки телескопа. Многие существующие обсерватории строились уже давно, и соответствующие обследования мест по качеству изображений небесных объектов не всегда были удовлетворительны.

В оптике вводится также понятие *глубины* изображенного пространства. Это понятие связано с характеристикой приемника излучения (глаз, фотоэмульсия и др.), который в пределах допуска может регистрировать даже несколько размытые точечные изображения как резкие. Плоскость наилучшей фокусировки иногда называют *плоскостью наводки*. Различают глубину изображаемого пространства (глубина в области пространства предметов)



и глубину резкости (глубину в области пространства изображений). Совершенно очевидно, что для астрономии ввиду крайней удаленности предметов представляет интерес лишь последняя характеристика оптической системы.

В объективах (и зеркалах) телескопов и фотографических камер для повышения глубины резкости вводится *диафрагма* или *бленда*. В некоторых конструкциях эта диафрагма может быть переменного диаметра для изменения освещенности изображения. В большинстве астрономических объективов роль этой диафрагмы выполняет оправка первой линзы или зеркала. Указанная диафрагма называется *апертурной* или *действующей*. Она характеризует и *световую мощность* (светосилу) прибора. Такая диафрагма астрономического объектива служит также и *входным зрачком*, через который лучи от предмета поступают в систему. В общем случае входным зрачком оптической системы называется действительное или мнимое изображение апертурной диафрагмы через всю переднюю часть оптической системы. Под передней частью системы подразумеваются все наличные линзы, призмы, зеркала и т. д., стоящие перед диафрагмой. Входной зрачок ограничивает диаметр сечения пучков лучей, проходящих сквозь систему. Диаметр входного зрачка системы, определяющий ее апертуру, мы обозначим через  $D$ . Изображение апертурной диафрагмы через заднюю часть системы называется *выходным зрачком*. Его диаметр мы обозначим через  $d$ . Луч, идущий через центр входного зрачка, называется *главным лучом* пучка. Большинство лучей, идущих от предмета через входной зрачок, попадет в объектив (систему) и будет, следовательно, участвовать в изображении, однако часть лучей может быть заслонена тем или иным элементом оптической системы. Реальное, используемое поле в пространстве предметов будет определяться диафрагмами, оправками линз и т. д. Изображение в пространстве предметов подобных материальных препятствий — ограничителей, видимых из центра входного зрачка под наименьшим углом, называется *входным окном* или *входным люком*. Соответственно этому угол между двумя лучами с началом в центре зрачка входа, опирающийся на краевые части входного люка, называется *углом поля зрения*, а соответствующая диафрагма, ограничивающая поле — *диафрагмой поля зрения*. Ее изображение через часть системы, расположенную перед ней, и является входным окном — *люком*. Для достижения большей резкости желательно, чтобы входной люк совпал с плоскостью предмета. В этом случае никакого заслонения пучков не будет. Для астрономического объектива входной люк, следовательно, должен располагаться в бесконечности. Соответственно, изображение диафрагмы поля зрения в пространстве изображений сквозь часть оптической системы, расположенную сзади нее, называется *выходным люком* оптической системы.

В оптике еще вводятся понятия *апертурных углов*  $u_A$  и  $u'_A$  в пространстве предметов и изображений. Это — углы между главной оптической осью объектива (системы) и линией, соединяющей центральную осевую точку предмета и соответственно его изображения на главной оптической оси с краем входного и выходного зрачков объектива (системы). Очевидно, что в случае точечного объекта на бесконечности  $u_A = 0$ . Если же объект не точечный или же изучается целая область (площадка) неба, то, кроме осевых, имеются также наклонные пучки лучей. Крайние наклонные лучи, идущие от краев области (площадки) неба, ограничиваются в этом случае *углом поля зрения*  $2u$  в пространстве предметов. Следовательно, угол поля зрения характеризует размер доступной области неба, которая изображается данным объективом. Соответствующий (сопряженный) угол в пространстве изображений называется *углом поля изображений*. В астрономии обычно под этими понятиями подразумевается в обоих случаях полный, т. е. удвоенный плоский угол (сечение

соответствующего телесного угла),  $2w$  и  $2w'$ . К сожалению, фактический угол поля зрения и поля изображений объектива определяется не только размерами зрачков и диафрагм, но также и степенью исправления оптических ошибок (аббераций наклонных пучков) и допусками, принятыми при работе с тем или иным приемником излучения. Таким образом, диафрагма поля зрения определяет теоретическое полезное поле зрения объектива. На практике обычно действующее отверстие — *апертура* ( $D$ ) объектива меньше или равно диаметру оправы первой линзы или зеркала.

Отношение диаметра действующего отверстия  $D$  объектива или зеркала к его фокусному расстоянию  $f'$  или, как мы условились обозначать,  $F$ , называется геометрическим относительным отверстием или просто *относительным отверстием*  $A = D/F$ . Величина относительного отверстия обычно задается в виде дроби с числителем, равным единице. Иногда же, особенно в зарубежной литературе, приводится *диаметр действующего отверстия*  $D = F \cdot A$ . Например, при значениях относительных отверстий  $A = 1/3, 1/5, 1/10$  действующие отверстия будут  $F/3, F/5, F/10$ . В зарубежной литературе относительное отверстие иногда обозначается через  $f$  и принимается  $1/A = F/D$ , т. е. обратным принятому у нас. В советской литературе эта величина называется диафрагменным числом, апертурным числом или просто апертурой. Величина, обратная фокусному расстоянию линзы, объектива или зеркала, называется *оптической силой*  $\varphi = 1/F$ . При этом, если величина  $F$  дана в метрах, оптическая сила выражается в диоптриях.

Оптическая система может быть простой (состоящей из одной линзы или зеркала) и сложной (состоящей из нескольких линз, зеркал, призм и т. д.). Визуальные телескопы обычно состоят из двух компонентов: *объектива* (линзового, зеркального или зеркально-линзового) и *окуляра*; при помощи последнего даваемые объективом изображения можно рассматривать глазом с большим угловым увеличением. Понятно, что астрономическими объективами строится изображение объекта в сильно уменьшенном (а не увеличенном!) виде. Но визуальный телескоп дает возможность глазу наблюдателя как бы приблизиться к объекту, точнее, к его изображению, и рассматривать его под существенно большим углом. Окуляр, который выполняет фактически функцию лупы, позволяет глазу наблюдателя приблизиться к изображению объекта ближе, чем на расстояние наилучшего видения (25 см), и рассматривать его под большим углом, чем сам объект. Следовательно, в системах визуального телескопа увеличение получается не линейное, а угловое. Оно обозначается через  $\Gamma$  и определяется отношением угла поля зрения при наблюдении с прибором к углу того же поля при наблюдении невооруженным глазом.

Предположим, что мы наблюдаем невооруженным глазом очень удаленный объект с угловым размером  $\beta$ . В фокальной плоскости объектива телескопа с фокусным расстоянием  $F$  изображение предмета будет иметь линейный размер  $l'$ , определяемый из соотношения  $l'/F = \beta$ . При рассматривании изображения в положительный окуляр с фокусным расстоянием  $f_{\text{ок}}$  угловой размер изображения объекта будет равен  $\beta' = l'/f_{\text{ок}}$ . Угловое увеличение согласно сказанному будет  $\Gamma = \frac{\beta'}{\beta} = \frac{l'}{f_{\text{ок}}} \cdot \frac{F}{l'} = \frac{F}{f_{\text{ок}}}$ . В общем же случае угловое

увеличение  $W$  определяют в оптике как отношение тангенсов двух углов: угла, который определяется лучом, выходящим из объектива в пространстве изображений, и сопряженного ему угла в пространстве предметов. Если в первом и втором пространствах объектив окружен средами с равными показателями преломления, то  $W = \Gamma$ . Простое построение треугольников в ходе лучей через оптическую систему показывает, что угловое увеличение можно выразить также и через отношение диаметров входного и выходного

зрачков, т. е. в нашем случае  $\Gamma = W = D/d$ . Эта величина выражается числом с косым крестом в виде индекса справа вверх, например,  $100\times$ ,  $1000\times$ .

Если выходной зрачок равен зрачку глаза или меньше его, то глаз получает максимальное количество света. Тогда и яркость образуемого в глазу изображения будет наибольшей. Диаметр зрачка глаза зависит от освещенности и меняется от дневного до сумеречного зрения в пределах 2—8 мм. При слишком малом увеличении диаметр выходного зрачка будет больше диаметра зрачка глаза и тогда внешние зоны объектива фактически не будут использованы. По Д. Д. Максутову, максимально допустимое угловое увеличение соответствует диаметру выходного зрачка  $d=0,7$  мм. С дальнейшим ростом увеличения и при соответствующем уменьшении  $d$  начинают существенно сказываться дефекты глаза как оптического прибора, в системе «объектив телескопа + окуляр + глаз». Поэтому очень малые значения  $d$  и, следовательно, короткофокусные окуляры, не рекомендуются. Они вообще неудобны в обращении, ибо к задней поверхности короткофокусного окуляра приходится так близко подводить глаз, что происходит касание ресницами, мешают пылинки и т. д. Предельное увеличение для телескопов, например,  $D=100$  и  $5000$  мм будет на основании сказанного  $100/0,7 \approx 140\times$  и  $5000/0,7 \approx 7100\times$ .

Употреблению больших увеличений препятствует в первую очередь размывание и беспокойство изображений из-за волнения атмосферы. При «идеальных» изображениях существенной помехой является дифракция световых волн, сказываются недоисправленные аберрации оптики, а также и дефекты в ее изготовлении. Из сказанного следует, что для получения больших увеличений нужно применять длиннофокусные объективы и короткофокусные окуляры. Однако при использовании очень короткофокусных окуляров, кроме указанных выше трудностей, возникает еще и новая, не менее существенная: уменьшение полезного рабочего поля. Обычно употребляемые окуляры имеют субъективное поле около  $40^\circ$ . Это означает, что видимое в окуляре поле представляется глазу под таким углом, хотя имеются и широкоугольные окуляры с полем до  $70^\circ$ . *Объективное поле*, или поле со стороны объекта, будет составлять  $40^\circ/\Gamma$  или  $2400'/\Gamma$ . Поэтому для обзора большого участка неба обычно применяются слабые окуляры. При изучении же деталей этого участка производится замена слабого, длиннофокусного окуляра с большим объективным полем на более сильный, короткофокусный, с малым полем.

Изложенное относится к визуальному телескопу. В случае же фотографического телескопа, когда в задней фокальной плоскости объектива или зеркала помещается фотографическая пластинка, понятие углового увеличения теряет смысл. В этом случае представляет интерес *масштаб изображения*, который обычно выражается в секундах дуги на миллиметр. Если  $l$  — размеры изображения объекта в мм, а  $\alpha$  — его угловые размеры на небе, то  $l = F \operatorname{tg} \alpha$ . Ввиду удаленности объекта (и его малых угловых размеров)  $l = Fa \text{ (рад)} = Fa''/2,06 \cdot 10^5$ . Масштаб в фокальной плоскости определится из выражения  $\alpha''/l = 2,06 \cdot 10^5/F$ . Например, для телескопа с  $F=10 \text{ м} = 10^4 \text{ мм}$  масштаб будет  $20'',6/\text{мм}$ .

В оптической системе, состоящей по крайней мере из двух указанных выше компонентов: «объектив + окуляр» или «вогнутое главное параболическое зеркало + выпуклое малое зеркало», фокусы этих компонентов совмещены. Такая система имеет эквивалентное фокусное расстояние, равное бесконечности (эквивалентное фокусное расстояние сложной системы соответствует фокусному расстоянию простой системы, например, объектива или зеркала, дающей изображение такого же линейного масштаба), и называется *телескопической* или *афокальной системой* (рис. 3). Входящий в нее параллельный пучок лучей выходит также параллельным. Следовательно,

в глаз попадают параллельные пучки лучей, и оптическая система глаза образует на сетчатке изображение без заметного напряжения аккомодации, значит, и без быстрого утомления. Естественно, что при уклонении глаза от нормального видения необходима соответствующая дефокусировка, и точки заднего фокуса объектива и переднего фокуса окуляра соответственно раздвигаются. Заметим, что сложные объективы, в которых заднее фокусное расстояние значительно короче их эквивалентного фокусного расстояния, выделяются в особую группу и называются *телескопическими*. Примером такого объектива может служить положительная и отрицательная линзы, разделенные большим воздушным промежутком.

Величина, обратная предельному угловому расстоянию, при котором данный телескоп разделяет компоненты двойной звезды, называется его *разрешающей силой*. Предельная величина звезд, видимых в данный телескоп в зените, характеризует *проникающую силу* визуального телескопа. Предельная величина звезды, которая получается на фотопластинке определенной чувствительности за выдержку в одну минуту, характеризует *мощность* фотографического телескопа. Проникающая сила того же телескопа характеризуется предельной звездной величиной, различимой на фотопластинке при некоторой предельной выдержке. С дальнейшим увеличением выдержки общее почернение фотопластинки увеличивается (из-за фона неба) и дальнейшего выигрыша в предельной звездной величине не получается.

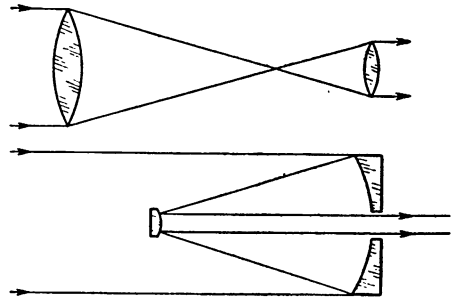


Рис. 3.

Освещенность на экране или фотографической пластинке в фокальной плоскости объектива пропорциональна квадрату относительного отверстия, которое называется в данном случае *геометрической светсилой* объектива,

$A^2 = \left(\frac{D}{F}\right)^2$ . Отсюда следует, что продолжительность выдержки при фото-

графировании протяженных объектов изменяется обратно пропорционально квадрату относительного отверстия. Следовательно, например, отверстиям  $F/4$ ,  $F/8$ ,  $F/16$  соответствуют относительные выдержки: 1, 4, 16 \*). Освещенность в фокальной плоскости объектива зависит и от наклона  $w$  лучей к оси объектива. Расстояние любой точки фокальной плоскости от центра объектива больше, чем расстояние до центра фокальной плоскости в  $1/\cos w$  раз. Поэтому освещенность в данной точке будет в  $\cos^2 w$  раз меньше. Далее, так как фокальная плоскость в нецентральной точке не перпендикулярна к лучам, а наклонена к ним также на угол  $w$ , то освещенность в данной точке будет еще меньше в  $\cos w$  раз. Кроме того, для наклонных лучей выходной зрачок принимает форму эллипса и освещенность будет меньше, чем для центрального пучка, в  $\cos w$  раз. В результате освещенность в данной нецентральной точке фокальной плоскости будет меньше, чем в центре, в  $\cos^4 w$  раз. В широкоугольных объективах ( $2u \approx 100^\circ$ ) уменьшение освещенности к краю поля зрения особенно заметно. Для устранения этого недостатка был предложен ряд способов. В менисковых системах Д. Д. Макусова уменьшение освещенности следует  $\sim \cos w$ , что значительно выгоднее. Падение освещенности к краю поля в сложных объективах может быть

\*) Это элементарное правило, которым пользуются в обычной фотографии, становится неверным, если освещенность варьирует в широких пределах (см. § 26).

вызвано сверх того и экранирующим действием диафрагм и оправ линз. Указанный эффект носит название затенения или *виньетирования*. Его роль особенно велика в светосильных объективах. На рис. 4 изображена кривая виньетирования для светосильного ( $F/2$ ) объектива Цейса. Большое значение в уменьшении освещенности изображения имеют также потери света в стекле из-за поглощения, отражения и рассеяния. Эти потери при-

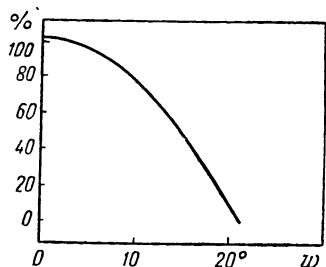


Рис. 4.

водят к тому, что эффективная или *физическая светосила*  $A_{\phi}^2$ , характеризующая освещенность и равная  $\eta A^2$  (где  $\eta$  — коэффициент пропускания астрономического объектива, находящегося обычно в воздухе), оказывается значительно меньше геометрической светосилы  $A^2 = \left(\frac{D}{F}\right)^2$ . Например, для объектива типа «Гесар»  $A_{\phi}^2 = 1/28$  при  $A^2 = 1/20$ , а для «Эрнстара» соответственно  $1/7$  при  $1/4$  (не просветленная оптика), откуда видно, что с дальнейшим увеличением светосилы потери быстро возрастают (из-за увеличения количества компонентов).

Уменьшение яркости изображений звезд к краю в астрономических объективах называется *ошибкой поля*. Обычно она может быть выражена формулой

$$\Delta m = cl^n,$$

где  $l$  — расстояние от центра поля, а  $c$  и  $n$  — постоянные, зависящие от ряда условий (блеска звезд, чувствительности фотопластинок и т. д.). Ошибка поля исследуется по фотографиям стандартных звезд, например Северного Полярного Ряда, на разных расстояниях от центра поля.

Расчет объективов производят, принимая все поверхности сферическими, так как их изготовление проще. Почти все современные большие астрономические объективы рефракторов имеют сферические поверхности. Наоборот, почти все современные астрономические зеркала рефлекторов имеют асферические поверхности. Зеркала сложного отражательного телескопа могут иметь форму поверхностей, образованных вращением различных конических сечений (рис. 5). Эти кривые имеют при вершине равные кривизны. Параболоид вращения является анаберрационной поверхностью для светящейся

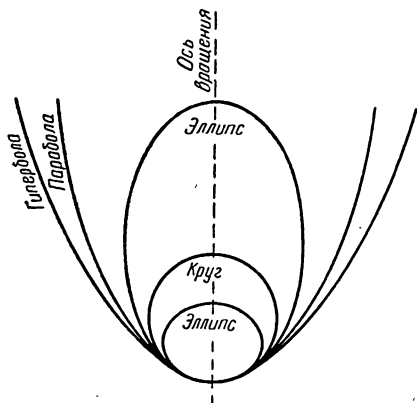


Рис. 5.

точки, расположенной на его оси в бесконечности. Изображение точки при этом получается в фокусе параболоида. Последним обстоятельством и было вызвано то, что в классических рефлекторах употреблялись именно эти поверхности вращения. При выборе той или иной комбинации зеркал ориентируются на такие поверхности, которые уклоняются от поверхности «ближайшей сферы» на небольшую величину. Тогда эти поверхности значительно легче изготовить. Можно выбрать относительное отверстие  $D/F$  настолько малым, чтобы указанные уклонения не превышали  $\lambda/4$ , где  $\lambda$  — длина волны света. Тогда волновые aberrации при отражении плоского фронта волны от сферической поверхности не превысят критерия Рэлея  $1/4\lambda$

(см. § 4 и 5). Предельные относительные отверстия  $A$ , при которых сферическое зеркало практически не уклоняется, например, от параболического, показаны (по Д. Д. Максутову) в следующей табличке в зависимости от диаметра зеркала  $D$ :

|                 |     |      |      |      |
|-----------------|-----|------|------|------|
| $D, \text{ мм}$ | 100 | 500  | 1000 | 1000 |
| $A$             | 1/7 | 1/12 | 1/15 | 1/26 |

Отсюда следует, что всякое сферическое зеркало соответствующим диафрагмированием можно превратить в зеркало, практически не отличающееся от параболического. Из условия, что радиус кружка наименьшего рассеяния у первоклассного сферического зеркала не должен превышать радиуса пятна фотографического рассеяния (15  $\mu\text{к}$ ), Д. Д. Максутов получил следующую таблицу предельных относительных отверстий первоклассного сферического зеркала, заменяющего параболическое для целей астрофотографии:

|                 |     |      |      |      |
|-----------------|-----|------|------|------|
| $D, \text{ мм}$ | 100 | 500  | 1000 | 5000 |
| $A$             | 1/5 | 1/11 | 1/16 | 1/36 |

**§ 3. Потери света.** Все небесные светила, за исключением Солнца, имеют весьма небольшую яркость. Поэтому астрономы дорожат каждым процентом полезного света, и приходится специально изучать вопрос о потерях света, обусловленных его отражением и поглощением в оптических частях астрономических телескопов.

а) **Потери вследствие отражения.** Для прозрачных сред потеря света при отражении выражается формулой Френеля. Яркость пучка отраженных лучей  $B_{\text{отр}}$  связана с яркостью пучка падающих лучей  $B_0$  следующим отношением:

$$B_{\text{отр}} = r B_0, \quad (1.1)$$

где  $r$  — коэффициент отражения. Практически, при углах падения, не превышающих  $40^\circ$ , можно пользоваться формулой

$$r_0 = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2, \quad (1.2)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления первой и второй среды. Если первая среда — воздух, то  $n_1 = 1$  и, опуская значок при  $n_2$ , можно написать:

$$r_0 = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2. \quad (1.3)$$

Световой поток, прошедший во вторую среду, выразится формулой

$$\Phi = \Phi_0 [1 - r_0] = \Phi_0 \frac{4n}{(n + 1)^2}. \quad (1.4)$$

Если имеется  $s$  границ воздух — стекло (или стекло — воздух), то прошедший поток будет равен

$$\Phi_s = \Phi_0 \left[ \frac{4n}{(n + 1)^2} \right]^s. \quad (1.5)$$

На рисунке 6 приведен процент прошедшего света в функции числа границ стекло — воздух для алмаза и различных стекол. Ясно, как важно уменьшение числа границ воздух — стекло. Для этой цели оптические детали, имеющие поверхности равной, но противоположной по знаку кривизны, ставятся на «оптический контакт» или склеиваются пихтовым бальзамом (канадским или сибирским). Однако в крупной астрономической оптике такие методы неприменимы по техническим причинам. С увеличением



показателя преломления потери света на отражение возрастают. В среднем для крона  $r_0=4\%$ , а для флинта  $r_0=5\%$ . При этом после отражения свет оказывается частично поляризованным с сильной зависимостью от угла падения.

Потери света на отражение весьма невыгодны, ибо они приводят не только к ослаблению света, но и к появлению бликов — паразитных изображений числом  $s(s+1)/2$  и рассеянного света, вызывающего вуаль на фотопластинках. Для борьбы с этими потерями в 40-х годах XX в., как в СССР, так и за границей, был разработан и внедрен весьма оригинальный метод. Он был основан на явлениях отражения, изучавшихся еще Френелем, и на открытии Д. Тейлора (1892 г.), заметившего, что старые, потускневшие объективы имеют относительно большую светосилу. Новый метод получил название *просветления оптики*. В настоящее время он имеет большое распространение. Заключается он в следующем. На поверхность стекла с показателем преломления  $n$  наносится тонкая пленка (практически не изменяющая хода лучей в объективе) с показателем преломления

$$n_1 = \sqrt{n}$$

и толщиной, равной

$$t = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{4n_1} = (2m + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (1.6)$$

где  $m=0, 1, 2, \dots$  — ряд целых чисел,  $\lambda_0$  — длина волны света в вакууме, а  $\lambda$  — в пленке. При нормальном падении лучей на пленку световые волны

на основании формулы (1.2) равные амплитуды (яркости), а согласно (1.6) — противоположные фазы, и погасят друг друга вследствие интерференции. Значит, по закону сохранения энергии весь свет практически пройдет внутрь стекла. Современная техника позволяет нанести подобные пленки как физическим (распыление в вакууме фторида магния  $MgF_2$  с  $n_1 \approx 1,38$ , фторида кальция  $CaF_2$  с  $n_1 \approx 1,36$ , минерала криолита  $3NaF \cdot AlF_3$  с  $n_1 \approx 1,36$  и др.), так и химическим способом (например, травление водными растворами кислот и солей с последующей обработкой для придания прочности и сохранности во времени). Первый способ более эффективен и для некоторых сортов стекол и пленок дает  $r_0 \approx 0,2\%$ . Степень просветления зависит от длины волны падающего света. При нормальном падении лучей просветление достигается на участке спектра меньше одной октавы. Максимальную величину оно имеет только при длине волны  $\lambda_0$ , удовлетворяющей условию (1.6). В зависимости от спектральной области просветления объективы имеют в отраженном свете характерный пурпурный или фиолетово-коричневатый цвет. В любительской фотографии такие объективы получили название «голубых». Все сказанное относится к случаю нормального падения света на поверхность пленки (раздела сред). При косом падении возникает сложная поляризация отраженного и преломленного света. Кроме того, не удастся достигнуть просветления в широком участке спектра. Трудно получить просветление крона, для которого  $n \approx 1,5$  и, значит,  $n_1 = 1,225$ , а в природе пока не найдено твердых и одновременно прозрачных веществ с таким небольшим показателем преломления, искусственные же пленки оказываются недостаточно прочными. Поэтому пришлось пойти по пути нанесения двухслойных и даже многослойных покрытий, когда можно варьировать уже  $2i$

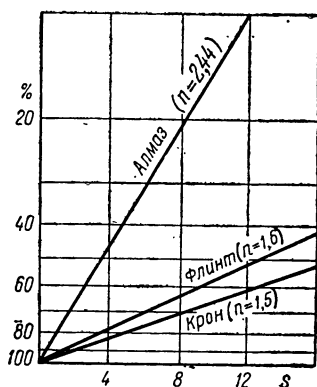


Рис. 6.

параметров (значения  $n_i$  и  $t_i$ ). Например, для двухслойного покрытия можно использовать диоксид титана ( $\text{TiO}_2$  с  $n_1=2,2$ ) и диоксид кремния ( $\text{SiO}_2$  с  $n_1 \approx 1,22$ ), или кремнезем.

При отражении света от металлических поверхностей зеркал, наоборот, желательно получить возможно большее значение коэффициента отражения. Для чисто металлической поверхности он выражается следующей формулой:

$$r_0 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (1.7)$$

где  $k$  — показатель поглощения металла. Из формулы (1.7) следует, что  $r_0$  растет с увеличением  $k$ . С применением многослойных, чередующихся диэлектрических пленок удалось получить  $r_0 \approx 99\%$  и более, правда, лишь на небольших площадях (например, пластины интерферометров Фабри—Перо).

Еще в прошлом столетии научились наносить химическим, а в дальнейшем и физическим способом на поверхность стеклянного зеркала тонкие (от 0,5 до 2 мк) пленки, или *фильмы серебра*. Свежие filmy, полученные таким образом, хорошо отражают свет в визуальной области спектра, но плохо в ультрафиолетовой. Они быстро тускнеют со временем, особенно при наличии в воздухе следов  $\text{H}_2\text{S}$  или  $\text{SO}_2$ , и весьма нежны, не допуская частых протираний (даже замшей). Для защиты этих фильмов их стали покрывать тонким защитным слоем кварца, распыленного в вакууме. После 30-х годов XX в. научились наносить на стеклянные зеркала распылением в вакууме *алюминиевые filmy*, которые хорошо отражают ультрафиолетовые лучи. На воздухе они быстро покрываются защитным слоем окиси, который по истечении нескольких дней оказывается достаточно толстым (0,01 мк) и настолько прочным, что допускает протирку ватой и промывку обыкновенной мыльной водой. В то же время он достаточно тонок, чтобы не привести к интерференции. В настоящее время разработана математическая теория расположения испарителей, позволяющая даже придавать некоторую асферичность сферическим зеркалам. Алюминиевый слой практически не тускнеет за несколько лет. В течение трех лет изучаемый нами слой потускнел всего лишь на 1%. Для увеличения прочности прилипания алюминия к стеклу на зеркало перед распылением алюминия часто наносится хромовая подложка. Хром плохо отражает свет, но отлично прилипает к стеклу, алюминий же хорошо прилипает к хрому. В видимой области спектра алюминий отражает свет хуже свежего серебра. Однако старые серебряные filmy (даже всего 10-дневной давности) отражают свет хуже алюминиевых даже и в видимой области. Одним из недостатков всех металлических фильмов является их крупная зернистость, которая приводит к сильному рассеянию света, что особенно существенно при наблюдении Солнца. В тех случаях, когда рассеянный свет особенно опасен, зеркала с металлическими фильмами уступают место линзовой оптике. На рис. 7 изображены графики коэффициентов отражения в зависимости от угла падения для стекла, серебра и зеркального металла. На рис. 8 изображены графики коэффициентов отражения в зависимости от длины волны для свежего серебра, старого серебра, алюминия и зеркального металла (сплав Шредера: 66% Cu+22% Sn+12% Zn).

б) **Потери вследствие поглощения.** Поглощение в прозрачных средах выражается известной экспоненциальной формулой. Яркость прошедшего пучка лучей  $B_{\text{пр}}$  связана с яркостью вошедшего  $B_0$  следующим соотношением:

$$B_{\text{пр}} = p^l B_0 \quad (1.8)$$

где  $p$  — коэффициент пропускания, или коэффициент прозрачности на 1 см пути, а  $l$  — толщина поглощающего слоя в см. Можно написать, что

$$p = e^{-x},$$

где  $x$  — коэффициент поглощения на 1 см пути. При малых значениях коэффициента поглощения (например, для прозрачных стекол)

$$1 - p \approx x.$$

Поэтому величину  $(1-p)$  часто называют коэффициентом поглощения и выражают его в процентах. Отношение  $T = \frac{B_{\text{пр}}}{B_0}$  называется прозрачностью

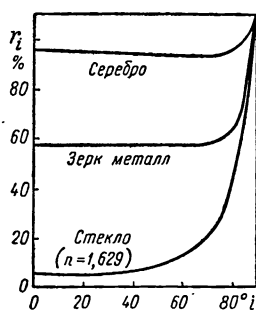


Рис. 7.

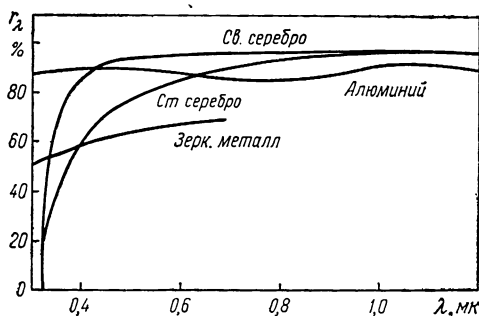


Рис. 8.

или пропусканием. Величина  $D = \lg \frac{1}{T} = -\lg T$  называется оптической плотностью. Если мы имеем  $t$  поглощающих сред, то яркость прошедших лучей выразится формулой

$$B_{\text{пр}} = (p_1^t p_2^t \dots p_i^t) B_0. \quad (1.9)$$

Коэффициент поглощения  $(1-p)$  очень сильно изменяется от одной плавки стекла к другой. Для лучших сортов поглощение составляет 0,3% на 1 см, а для худших от 3% и более. На рис. 9 воспроизведены значения  $(1-p_\lambda)$  для разных длин волн для отечественных стекол К-8 и Ф-2. Из кривых

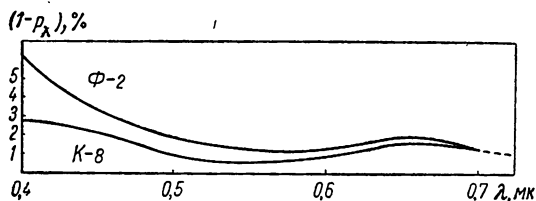


Рис. 9.

видно, что граница поглощения в объективах из двух линз (кrownовой и флинтовой) определяется флинтсом. На рис. 10 изображен график  $T_\lambda$  для увиолевого стекла UVK-5 Шотта толщиной в 10 см. На этом же рисунке приведена кривая пропускания  $(K+\Phi)$  для 91-см объектива Кларка Ликской обсер-

ватории вместе с афокальной коррекционной линзой для спектральных работ.

Даже специальные сорта стекла поглощают свет в далекой ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Для работы в этих областях спектра приходится применять вместо стекла кристаллы — природные (кварц —  $\text{SiO}_2$ , флюорит —  $\text{CaF}_2$ , сильвин —  $\text{KCl}$ , каменную соль —  $\text{NaCl}$ , кальцит —  $\text{CaCO}_3$  и т. д.) или искусственные. Плавленный кварц раньше употреблялся лишь для зеркал. В настоящее время же оказывается возможным получать достаточно оптически однородные блоки плавленного кварца

размером до 10 см и более, которые используются для изготовления линз и призм. Поглощение в объективах растет с увеличением их диаметра, так как отношение диаметра  $D$  к толщине линзы  $h$  должно быть для больших линз примерно постоянным и равным 7 или 8. У более тонких линз будут заметны прогибы под действием собственного веса. В связи с ростом поглощения в объективах с увеличением их диаметров существует некоторый максимум  $D_m$  возможных значений диаметров объективов, при которых эквивалентные диаметры  $D_e$  (абсолютно прозрачный объектив) с дальнейшим увеличением  $D$  уменьшаются. При поглощении в 6% на 1 см с любым объективом невозможно собрать света больше, чем дает абсолютно прозрачный объектив с  $D_e=80$  см. При этом реальный объектив должен иметь  $D=250$  см (расчеты Д. Д. Максutowa). На рис. 11 приведены значения  $D_e$  в зависимости от длины волны при  $D=91$  см для зеркала с серебряным или алюминиевым фильмами и для 91-см объектива Ликской обсерватории вместе с коррекционной линзой.

График показывает, какому зеркалу, отражающему весь падающий на него свет, или абсолютно прозрачному объективу соответствует реальное зеркало или объектив в данной области спектра.

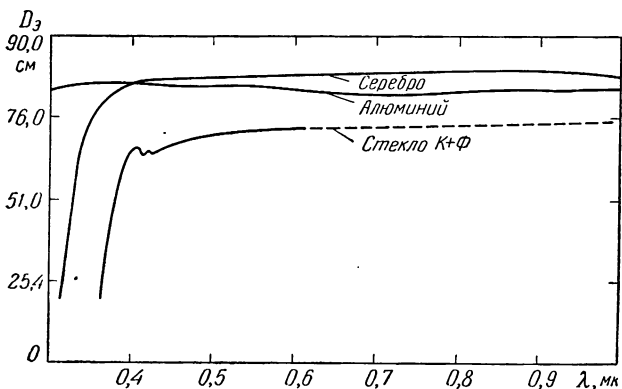


Рис. 11.

поглощающих слоев. Если  $\eta$  — полный коэффициент пропускания или коэффициент полезного действия системы, то  $B=\eta B_0$ .

**§ 4. Аберрации линз и зеркал.** Реальная оптическая система может строить изображение точки только в виде размытого кружка или пятна неправильной формы, что происходит вследствие ошибок оптической системы, называемых ее аберрациями (от латинского aberratio — уклонение).

В современной астрофизике широко применяется фотографический метод наблюдения. В связи с этим основной интерес представляют поперечные аберрации, которые можно оценить по фотографической пластинке, если сфотографировать светящуюся точку и принять во внимание чисто фотографические эффекты размывания изображений. Можно утверждать, что

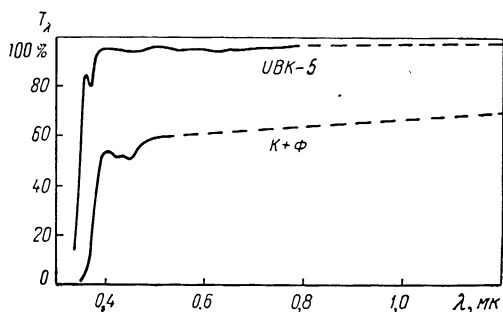


Рис. 10.

Общая яркость света, вышедшего из объектива, с учетом потерь на поглощение и отражение (первая и последняя среда — воздух), выразится формулой

$$B = B_0 [(1 - r_1)(1 - r_2) \dots (1 - r_k)] [p_1^l p_2^l \dots p_k^l], \quad (1.10)$$

где, как и прежде,  $r_i$  — коэффициенты отражения,  $p_i$  — коэффициенты пропускания,  $l_i$  — толщины

фотографический астрономический объектив достаточно хорош, если его поперечные aberrации не превышают 10—15 мк. Это и есть основной критерий качества таких объективов.

Аберрации объективов и зеркал можно классифицировать несколькими способами. Различают aberrации осевых пучков и aberrации наклонных пучков. К первым относится *сферическая*, а для линз также и *две хроматические aberrации*, ко вторым *кома*, *астигматизм*, *кривизна поля* и *дисторсия*. К aberrациям иногда неправильно относят астигматизм и кому на оси оптической линзы или зеркала. В действительности это не aberrации: их появление связано с недостатками в изготовлении данного объектива или зеркала. Они могут быть обнаружены по изменению изображения точки на оптической оси при вращении объектива или зеркала. Пять геометрических или, иначе, монохроматических aberrаций: сферическая aberrация, кома, астигматизм, кривизна поля и дисторсия могут быть различных порядков (третьего, пятого и т. д.), что вызвано характером разложения в ряд синуса угла  $u'$  наклона данного луча к оси линзы:

$$\sin u' = u' - \frac{(u')^3}{6} + \frac{(u')^5}{120} \dots$$

Для параксиальной области ( $u'$  близко к нулю)  $\sin u' \approx u'$ , и оптическая система близка к идеальной; aberrаций практически нет. С дальнейшим увеличением угла  $u'$  нужно учесть член третьего порядка, а для светосильных объективов и члены более высокого порядка. Практически оказывается невозможным полностью устранить все aberrации одновременно. В зависимости от задачи, стоящей перед данным телескопом, исправляются в большей или меньшей степени одни или другие aberrации. Переходим к краткому обзору всех перечисленных aberrаций центрированных систем.

а) *Сферическая aberrация*. Пучок монохроматических лучей, параллельных оптической оси и падающих на одиночную линзу со сферическими поверхностями, не сходится после преломления в одной точке: параксиальные лучи пересекаются на оси в плоскости, называемой *плоскостью Гаусса*, лучи же, идущие близ краев линзы, пересекаются, не достигнув плоскости Гаусса, т. е. ближе к линзе. Гомоцентричность пучка нарушается. Расстояние от плоскости Гаусса до точки пересечения оси и луча, идущего от данной точки линзы, называется *продольной сферической aberrацией* для этого луча и обозначается  $\delta s'$ .

Для устранения сферической aberrации у зеркала необходимо задать меньшую кривизну его краям. Параболоид вращения выполняет эту функцию. Для устранения сферической aberrации линзы приходится комбинировать положительную и отрицательную линзы, сферические aberrации которых противоположны по знаку. В линзовой системе с исправленной сферической aberrацией сохраняется остаточная сферическая или *зональная aberrация* (в одну точку сводятся лучи от двух концентрических зон линзы, а лучи от промежуточных зон несколько отклоняются от этой точки). Обычно при исправлении сферической aberrации исходят из того, чтобы максимум остаточной сферической (зональной) aberrации приходился на зону

$$0,7 < y < 0,8,$$

где  $y$  — расстояние от оси линзы в долях ее радиуса. На рис. 12 приведен ход лучей через одиночную линзу и двухлинзовый объектив в зависимости от  $y$ , как они обычно даются при описании объективов. Из-за наличия сферической aberrации (или зональной aberrации) мы будем наблюдать изображение точечного объекта в виде некоторого диска (рис. 12, а и б). Преломление

лучей в линзе зависит от длины волны света, поэтому совершенно естественно, что в действительности мы должны принимать во внимание еще и *сферохроматическую aberrацию*, т. е. разность сферических aberrаций для различных длин волн. Плоскость наиболее резких изображений несколько неопределенна. Она немного не совпадает с плоскостью Гаусса.

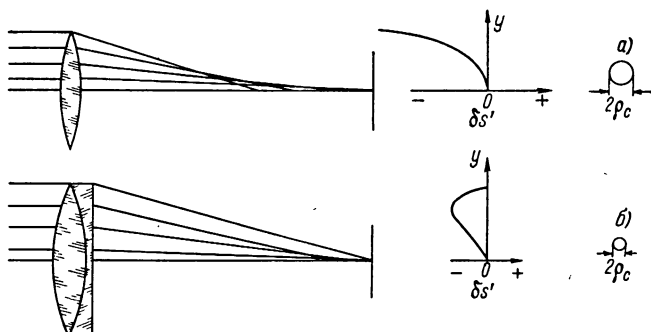


Рис. 12.

*Поперечная сферическая aberrация* (радиус  $\rho_c$  кружка рассеяния в гауссовой плоскости) связана с продольной соотношением

$$\rho_c = \delta s' \operatorname{tg} u',$$

где  $u'$  — угол между вышедшим из объектива лучом и осью. Для предмета в бесконечности

$$\operatorname{tg} u' = \frac{y}{F}$$

и, следовательно,

$$\rho_c = \frac{y}{F} \delta s'.$$

*Угловая сферическая aberrация* равна

$$\operatorname{arctg} \frac{\rho_c}{F} = \operatorname{arctg} \frac{y}{F^2} \delta s'.$$

Поперечную сферическую aberrацию объектива можно представить в виде ряда

$$\frac{\rho_c}{F} = a \frac{y^3}{F^3} + b \frac{y^5}{F^5} + \dots, \quad (1.11)$$

члены которого соответствуют aberrациям третьего порядка, пятого и т. д. Для одиночной тонкой линзы или зеркала главное значение имеет первый член. Максимальная сферическая aberrация линзы (при  $y=D/2$ ) поэтому выразится следующей формулой:

$$\rho_c \approx \frac{a}{8} \frac{D^3}{F^2} = \frac{a}{8} A^3 F,$$

где  $a$  зависит от формы и материала линзы. Отметим, что для сферического зеркала

$$\rho_c = \frac{A^3 F}{64},$$

а для параболического

$$\rho_c = 0.$$

На рисунке 13, а приведены кривые поперечных сферических aberrаций склеенного двухлинзового объектива  $F=80$  мм,  $D=20$  мм. Левая кривая дает поперечную сферическую aberrацию третьего порядка, а правая кривая — пятого порядка. Средняя кривая дает общую результирующую поперечную сферическую aberrацию объектива. Максимальное значение поперечной сферической aberrации получается  $\rho_c = 10$  мк и приходится на зону  $0,7 < y < 0,8$ . У некоторых фотографических объективов (например, при

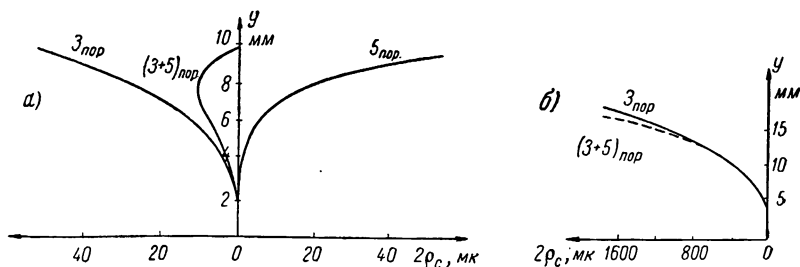


Рис. 13.

$F/4,5$ ,  $F=100$  мм) кружки рассеяния из-за сферической aberrации оказываются порядка 100 мк. В астрофотографических объективах стремятся получить меньшую величину. Из рис. 13, б видно, что для одиночной линзы сферическая aberrация высших порядков мала.

б) К ó м а. Эта внеосевая aberrация состоит в нарушении симметрии вышедшего (преломленного) пучка лучей по отношению к лучу, прошедшему через центр зрачка (главный луч). Она наблюдается в широких пучках, идущих наклонно к оптической оси. В этом случае в пятне рассеяния остается лишь симметрия относительно одного, радиального, направления, относительно же другого, перпендикулярного к нему, симметрия отсутствует. На рис. 14, а изображен ход лучей для случая меридиональной комы,

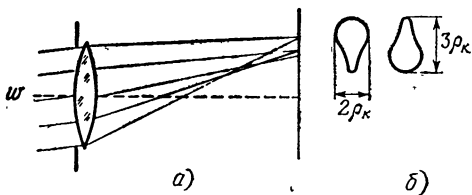


Рис. 14.

т. е. асимметрии пучка в плоскости, содержащей данную точку предмета и оптическую ось; при этом условно считается, что сферическая aberrация отсутствует. Это так называемая «чистая кома». Изображение звезды вне оси в фокальной плоскости представляет размытое пятно кометообразной формы, вытянутое от центра поля в радиальном направлении. Ширина пятна  $2\rho_k$ , а его длина  $3\rho_k$ . Для одиночной тонкой линзы или зеркала

$$\rho_k = KA^2w,$$

где  $w$  — угол наклона главного луча к оптической оси. Коэффициент  $K$  зависит от формы линзы и места зрачка входа. Для параболического зеркала, в частности,  $K=1/16$  и

$$\rho_k = \frac{A^2wF}{16}.$$

Кома у различных объективов может быть внешняя и внутренняя, в зависимости от ориентировки хвоста комы по отношению к оси объектива (рис. 14, б). Яркость внутри пятна падает примерно обратно пропорционально квадрату расстояния от вершины. Естественно, что если наряду



с кóмой имеются и другие aberrации, то результирующее пятно может принимать весьма различные формы.

Для исправления кóмы у объектива с уже исправленной сферической абберацией необходимо выполнение *условия апланатизма*, или *закона синусов*, выведенного Э. Аббе в 1879 г., а именно (для объекта на конечном расстоянии):

$$n \sin u = n' \sin u' \cdot V, \quad (1.12)$$

к другу — называются *фокалями* астигматических изображений; между этими фокалями сечение пучка будет приблизительно кружком.

Поверхность, проходящая посредине между двумя вышеуказанными, называется *поверхностью поля* или кружка наименьшего рассеяния; ей и соответствует изображение, близкое к кружку. Наличие кривизны у этой поверхности рассматривается как особая aberrация — *кривизна поля*. Однако в действительности кружок наименьшего рассеяния будет находиться не на этой поверхности, так как добавятся другие aberrации. Астигматизм выражают численно, а также графически, приводя расстояние двух кривых (поверхностей) — меридиональной  $m$  и сагиттальной  $s$  — от плоскости Гаусса в зависимости от угла  $w$  наклона главных лучей к оси (рис. 15, в, справа). Полуоси эллипсов рассеяния в гауссовой плоскости в меридиональном сечении —  $\rho_{\text{мер}}$  и в сагиттальном —  $\rho_{\text{сag}}$ , а также радиус наименьшего кружка рассеяния  $\rho_{\text{нк}}$ , при не слишком больших  $w$  соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} \rho_{\text{мер}} &= \frac{1}{2}(B - C)Aw^2F, \\ \rho_{\text{сag}} &= \frac{1}{2}(B + C)Aw^2F, \\ \rho_{\text{нк}} &= -\frac{C}{2}Aw^2F, \end{aligned} \right\}$$

где  $B$  и  $C$  зависят от вида оптической системы. Для параболического зеркала  $B=1/2$  и  $C=-1/2$ , следовательно, для него

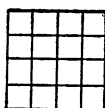
$$\rho_{\text{мер}} = \frac{1}{2}Aw^2F, \quad \rho_{\text{сag}} = 0 \quad \text{и} \quad \rho_{\text{нк}} = \frac{1}{4}Aw^2F.$$

Для устранения астигматизма необходимо добиться совпадения двух кривых, меридиональной  $m$  и сагиттальной  $s$ , представляющих сечения соответствующих поверхностей плоскостями. Подобная коррекция называется *астигматической*. Общая кривая, полученная в результате совпадения  $m$  и  $s$ , может все же уклоняться от плоскости Гаусса (рис. 15, г), т. е. кривизна поля может остаться. Поверхность наилучшей фокусировки уклоняется при наличии этой aberrации от плоскости, даже если объектив сильно задиафрагмирован и другие aberrации малы. В этом случае можно улучшить изображение, если пластинку или, лучше, пленку изгибать по заранее рассчитанной поверхности. Такой изгиб пластинок в некоторых случаях действительно был осуществлен. В качестве примера можно привести 40-см астрограф Меткафа (дублет) в Гарвардской обсерватории. У него кассета имеет под фотографической пластинкой свободное пространство, из которого откачивается воздух. Действием атмосферного давления пластинка, лежащая краями на резиновой рамке, прогибается на нужную величину (вогнутостью к объективу). Правда, прогибы эти незначительны, так как благодаря дополнительной корреляции кривизна поля небольшая. В телескопах системы Шмидта и Максудова (менисковый телескоп) кривизна поля также имеется, но выпуклость в случае телескопа Шмидта обращена к зеркалу. Фокальная поверхность представляет собой сферу, на которую накладывается и по которой изгибается фотографическая пленка, а в некоторых случаях даже фотографическая пластинка (например, телескоп Шмидта с отверстием в 64 см Гарвардской обсерватории). Для исправления кривизны поля в этих телескопах перед пластинкой устанавливается линза Пиацци — Смита. В простейшем случае это плоско-вогнутая или плоско-выпуклая линза. Коррекция, при которой устранена кривизна поля и фокальная поверхность является плоскостью, совпадающей с плоскостью Гаусса, называется *анастигматической*; она показана на рис. 15, д. Соответствующие объективы называются *анастигматами*. На рис. 15, е изображены кривые оста-

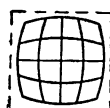
точного астигматизма и кривизны поля для обоих лучей ( $m, s$ ) для объектива «Дагмар». Современные фотографические анастигматы дают удовлетворительное поле свыше  $50^\circ$  при больших относительных отверстиях (например,  $1:2,5$ ). Однако в астрономии анастигматы употребляются для меньших полей, от 10 до 20 кв. градусов, при относительных отверстиях  $1/5$  или  $1/7$ . Меньшее рабочее поле вызвано повышенными требованиями к качеству изображения, которые предъявляют астрономы по сравнению с требованиями обычной фотографии (объективы больших диаметров, а вместе с тем и больших фокусных расстояний).

г) **Д и с т о р с и я** проявляется в том, что поперечное линейное увеличение в плоскости изображения не остается постоянным по всему полю. Она не вызывает нерезкости изображения, а только искажает его форму:

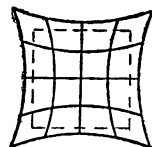
нарушается подобие между предметом и его изображением. Дисторсия не зависит от радиуса зоны линзы; она зависит от угла падающих лучей поля  $w$  с главной осью объектива, а также от положения предмета относительно объектива и от положения входного зрачка. Через центр его, как мы знаем, проходят главные лучи. Именно поэтому дисторсию называют иногда *абберацией главных лучей*. Дисторсия может быть



а)



б)



в)

Рис. 16.

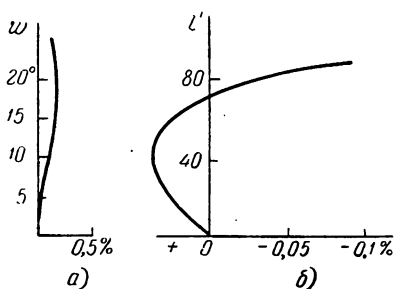


Рис. 17.

отрицательной, когда с возрастанием угла поля зрения поперечное увеличение уменьшается, и положительной, когда оно растет. В первом случае прямоугольная светящаяся сетка (рис. 16, а), поставленная перпендикулярно к оптической оси, изобразится в виде «бочкообразной» фигуры (рис. 16, б), а во втором — «подушкообразной» формы (рис. 16, в).

Обозначим через  $l'$  линейное расстояние от центра поля до изображения точки предмета в задней фокальной плоскости,  $w'$  — ее угловое расстояние от оптической оси объектива в пространстве изображений,

$w$  — сопряженное ему угловое расстояние в пространстве предметов и  $f'$  — заднее фокусное расстояние. Тогда  $l' = f' \operatorname{tg} w'$ . Если система находится в воздухе и дисторсия отсутствует, то  $w = w'$ . Обозначив  $l'$  для этого случая через  $l'_0$ , будем иметь  $l'_0 = f' \operatorname{tg} w$ . Однако при наличии дисторсии  $w' \neq w$ , а потому  $l' \neq l'_0$ . За меру дисторсии принимается величина  $\Delta l' = l' - l'_0$ . Часто употребляется относительная дисторсия, выраженная в процентах:

$$\Delta = \frac{\Delta l'}{l'_0} \cdot 100 \approx \frac{\Delta l'}{l'} \cdot 100. \quad \text{Таким образом, относительная дисторсия характери-}$$

зует изменение поперечных размеров изображения по полю в сравнении с поперечными размерами изображения того же объекта в идеальной оптической системе. Эта aberrация выражается в зависимости от величины изображения  $l'$  или от угла поля зрения  $w'$ . На рис. 17 в качестве примера приведены кривые относительной дисторсии объектива «Дагмар» (а) и «Тессар» (б) соответственно в двух системах координат ( $w$  или  $l'$ ).

Для исправления дисторсии при определенном положении диафрагм и при отсутствии сферической aberrации должно быть выполнено условие тангенсов (отношение  $\operatorname{tg} w / \operatorname{tg} w' = \text{const}$  для всех углов). Система с исправ-

ленной дисторсией называется *ортоскопической*. Это означает, что поперечное увеличение постоянно по всему полю. В лучших фотографических объективах линейную дисторсию удается исправить с точностью до сотых долей миллиметра при  $l' = 50 \div 100$  мм ( $F \approx 300$  мм). У параболического зеркала дисторсия отсутствует. Для простой линзы при умеренных углах  $w$  дисторсия  $\Delta l' \sim w^3 F$  и  $\Delta \sim w^2$ , и следовательно, не зависит от относительного отверстия  $A$ .

Выше изложены краткие сведения о пяти геометрических аберрациях. Четыре из них — сферическая аберрация, кома, астигматизм и кривизна поля — приводят к размытости изображения точки. Дисторсия, а в случае изогнутых пленок также и кривизна поля, связана с положением изображения точки. Приведенные рассуждения применимы к зеркалам и к линзам, работающим в монохроматическом свете. Для линз, работающих в белом свете, необходимо изучить еще один тип аберраций.

д) *Хроматическая аберрация*. Показатель преломления зависит от длины волны. В случае нормальной дисперсии он увеличивается с уменьшением длины волны. Из закона преломления следует, что изменение угла преломления  $dr$  связано с изменением показателя преломления  $dn$  формулой

$$dr = - \frac{dn}{n} \operatorname{tg} r.$$

Синие лучи преломляются сильнее красных. Отсюда становится ясным, что простая линза, на которую падает параллельный пучок белого света,

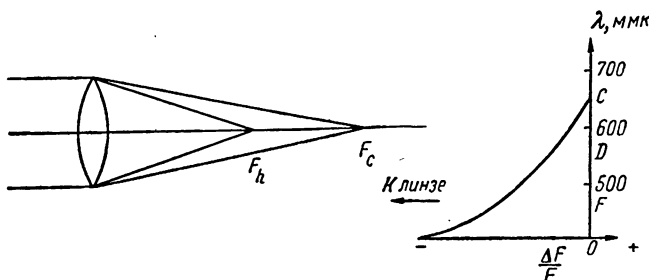


Рис. 18.

не в состоянии собрать этот пучок в одну точку. Синие лучи, как более сильно преломляемые, будут собраны в точку ближе к линзе, а красные — дальше (рис. 18). Наблюдаемая звезда будет окружена ореолом того или иного цвета в зависимости от положения плоскости фокусировки. При диафрагмировании объектива картина несколько улучшается. У некоторых оптических систем может существовать и другой эффект, когда изображения звезды для всех цветов получаются в одной и той же фокальной плоскости, но фокусные расстояния для различных цветов будут различны (вследствие различного положения соответствующих главных плоскостей). В этом случае масштаб изображения (поперечное увеличение) будет различным для различных цветов. Наблюдаемые звезды по всему полю, за исключением центра, будут представляться небольшими спектрами, вытянутыми в радиальном направлении, и с увеличением угла поля длина их будет возрастать. Аберрация, связанная с первым явлением, называется *хроматической аберрацией положения*. Аберрация, связанная со вторым явлением, называется *хроматической аберрацией увеличения*.

На рисунке 18 приведена кривая продольной хроматической аберрации положения  $\Delta F/F$  одиночной линзы в зависимости от длины волны  $\lambda$ . Попереч-

ная хроматическая aberrация увеличения для той же линзы будет зависеть от угла поля  $w'$  и фокусного расстояния  $F$ :

$$\rho_{xy} \sim w'F.$$

Обычно хроматическую aberrацию исследуют по некоторым дискретным линиям в спектрах небесных светил и земных источников света. Вначале за эти дискретные линии принимались сильные френгоферовы линии. В настоящее время частично приняты другие линии, близкие по длинам волн к френгоферовым, в связи с чем обозначение этих линий почти совпадает с последними. В табл. I приведены обозначения некоторых основных линий, их длины волн, цвет и принадлежность. Так как линия натрия двойная ( $D_1$ ,  $D_2$ ), то для нее принята средняя длина волны.

ТАБЛИЦА I

| Обозначение | Длина волны, нм | Цвет            | Химич. элемент | Обозначение | Длина волны, нм | Цвет       | Химич. элемент |
|-------------|-----------------|-----------------|----------------|-------------|-----------------|------------|----------------|
| A'          | 768,5           | Темно-красный   | K              | e           | 546,1           | Зеленый    | Hg             |
| b           | 706,5           | Темно-красный   | He             | F           | 486,1           | Голубой    | H              |
| C           | 656,5           | Красный         | H              | g           | 435,8           | Синий      | Hg             |
| D           | 589,3           | Оранжево-желтый | Na             | G'          | 434,0           | Синий      | H              |
| d           | 587,6           | Желтый          | He             | h           | 404,7           | Фиолетовый | Hg             |

Величина продольной хроматической aberrации положения для одиночной линзы между спектральными линиями F и C, т. е. для визуальных наблюдений (при условии, что источник находится в бесконечности) выражается в виде  $\Delta F_{C-F} = -F_{\lambda_0}/\nu_0$ . Здесь  $\nu_0$  — средняя длина волны рабочего участка, обычно принимаемая равной 555 нм. Именно в этой области спектра нормальный глаз обладает наибольшей чувствительностью. Иногда принимается, для большей определенности, длина волны 546,1 нм, соответствующая ртутной зеленой линии e. Величина  $\nu_0$  — так называемый коэффициент средней дисперсии (см. ниже). Для кроновых стекол  $\nu_0 \approx 65$ . Таким образом, для них  $\Delta F_{C-F} = -F_e/65 \approx -F/65$  и, например, при  $F = 20 \text{ м} = 2 \cdot 10^4 \text{ мм}$  будет  $\Delta F_{C-F} = -308 \text{ мм}$  (!). Поперечная хроматическая aberrация в виде цветного кружка диаметром  $2\rho_{xy}$  при наиболее выгодной фокусировке в фокальной плоскости на линию e (при этом в линии C снимок будет предфокальным, а в линии F — зафокальным) может быть найдена из соотношения подобных треугольников, построенных на соответствующих лучах и диаметре зрачка

входа  $D$ . Именно,  $2\rho_{xy} = \frac{F}{2\nu} \cdot \frac{D}{F} = \frac{D}{2\nu}$ . Следовательно,  $\rho_{xy}$  не зависит от  $F$ . Например, при  $D = 1 \text{ м} = 1000 \text{ мм}$  будет  $2\rho_{xy} = 1000/2 \cdot 65 = 7,7 \text{ мм}$ . Угловой диаметр этого кружка  $\alpha_{xy} = 2\rho_{xy}/F = A/2\nu \text{ рад}$ , или  $\alpha_{xy} \approx 10^5 A/\nu$  секунд дуги. В нашем примере  $\alpha_{xy} = 10^5/2 \cdot 65 = 77''$ . Это, конечно, совершенно неприемлемо. Именно вследствие пропорциональности угловой хроматической aberrации относительному отверстию  $A$  астрономы и конструкторы XVII в. старались строить телескопы с малыми  $A$ , т. е. большой длины при малом диаметре объектива (воздушные телескопы).

Весьма важным оказался тот факт, что комбинируя различные сорта стекла, можно свести вместе лучи для двух разных длин волн и этим значительно уменьшить хроматическую aberrацию положения. Уже комбинация

из двух линз, одной положительной из крона, а другой отрицательной из флинта, позволяет уменьшить хроматическую aberrацию положения в 15—16 раз, что, впрочем, для многих практических случаев еще далеко не достаточно. Выясним смысл такой хроматической коррекции подробнее. Различные сорта стекла, которых сейчас более сотни, характеризуются следующими постоянными:

1) *средний показатель преломления*  $n_\lambda$  для некоторой длины волны  $\lambda$  (прежде его давали для линии D); величина его заключена в пределах от 1,47 до 1,92 для различных сортов, причем можно написать интерполяционную формулу

$$n_\lambda = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha},$$

где  $c$ ,  $\lambda_0$ ,  $\alpha$  — постоянные для данного сорта стекла;

2) *полная дисперсия*  $n_A - n_H$ ;

3) *средняя дисперсия*  $n_F - n_C$ ;

4) *частная дисперсия*  $n_D - n_C$ ,  $n_F - n_D$ ,  $n_{G'} - n_F$ ;

5) *относительная средняя дисперсия*  $\omega = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$ ;

6) *коэффициент средней дисперсии* (число Аббе)  $\nu = \frac{1}{\omega} = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$  — в пределах от 70 до 20 для различных сортов стекла;

7) *относительная частная дисперсия*

$$P_{DC} = \frac{n_D - n_C}{n_F - n_C}, \quad P_{FD} = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}, \quad P_{G'F} = \frac{n_{G'} - n_F}{n_F - n_C}.$$

Стекла с равными относительными частными дисперсиями в соответствующих участках спектра называются *стеклами с пропорциональными спектрами*.

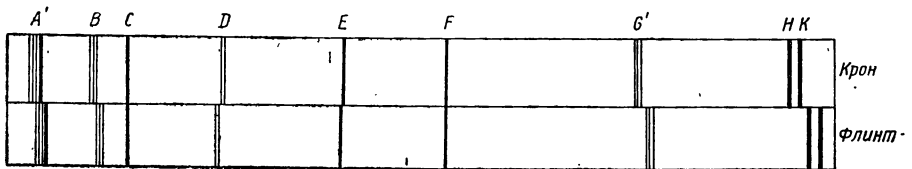


Рис. 19.

Полному исправлению хроматической aberrации препятствует неравенство частных дисперсий у различных стекол. Средняя дисперсия у флинтов больше, чем у кронов, а относительные частные дисперсии различны для обоих сортов.

На рисунке 19 изображены спектры, даваемые кроновой и флинтвой призмами. При этом преломляющий угол кроновой призмы взят большим, чем у флинтвой, и настолько, чтобы линейные расстояния между двумя фраунгоферовыми линиями С и F были равны в обоих спектрах. Мы видим, что в красной и желто-зеленой части спектра линии А', В, D и E отстоят от линии С у крона дальше, чем у флинта. Наоборот, в сине-фиолетовой части линии G' и H отстоят от линии F у флинта дальше, чем у крона. Следовательно, относительная частная дисперсия крона больше в красном конце спектра, а флинта — в фиолетовом. Поэтому объектив, построенный из этих двух сортов стекла, можно ахроматизовать для линий С и F, однако в линиях D и E фокус будет расположен ближе к линзе, чем в линиях С и F; в линиях же

А', В, G', Н фокус будет расположен дальше от линзы, чем в тех же линиях С и F. Иными словами, для линий D и E объектив будет недоисправлен, а в линиях А, В и G', Н переисправлен. Указанное несоответствие фокусов для разных цветов (например, для линии D по сравнению с С и F) носит название *вторичного спектра*. Для уменьшения его надо свести к минимуму отношение  $\Delta p / \Delta \nu$ , где  $\Delta p$  — разность относительных частных дисперсий и  $\Delta \nu$  — разность коэффициентов средней дисперсии для двух сортов стекла в двух выбранных длинах волн. Поэтому необходимо взять два сорта стекла с малым значением  $\Delta p$  и с большим значением  $\Delta \nu$ . Однако опыт показал, что на графике  $p=f(\nu)$  все сорта обычных оптических стекол, особенно старых составов, практически ложатся на одну прямую (рис. 20, где использованы следующие обозначения: ТФ — тяжелый флинт, Ф — флинт, К — крон, КФ — курцфлинт, ЛК — лангкрон). Например, для многих

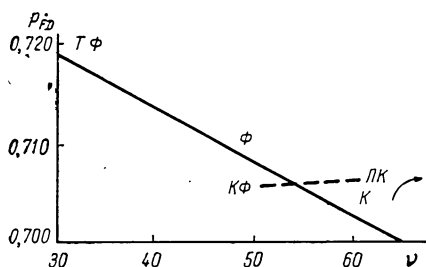


Рис. 20.

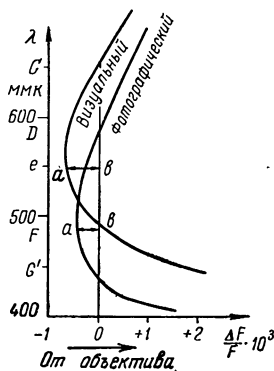


Рис. 21.

силикатных стекол  $p \approx a\nu + b$ , где  $a = -0,0018$  и  $b = 1,674$ , поэтому  $dp \approx a d\nu$  и, следовательно, величина вторичного спектра практически одинакова для любых двух сортов стекла и зависит лишь от области длин волн, для которой исправлена хроматическая aberrация данного объектива.

Двухлинзовые объективы из крона и флинта (крон впереди или флинт впереди, с воздушным промежутком или без него, как изображено на рис. 21), позволяют полностью исправить хроматическую aberrацию положения для двух длин волн. Для этого фокусные расстояния  $F_1$  и  $F_2$  двух близких друг к другу тонких линз должны удовлетворять условиям:

$$F_1 = \frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1} \cdot F \quad \text{и} \quad F_2 = \frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_2} \cdot F,$$

где  $F$  — фокусное расстояние объектива. Если мы исправим объектив для двух линий, например, С и F, то для полного исправления хроматической aberrации в любом другом участке спектра необходимо, чтобы все относительные частные дисперсии двух стекол были равны, т. е. должны быть стекла с пропорциональными спектрами. Для обычных сортов это невыполнимо, и мы в состоянии только уменьшить хроматическую aberrацию для других длин волн по сравнению с хроматической aberrацией одиночной линзы. Объективы, удовлетворяющие этому условию, называются *ахроматами*. Если у такого объектива лучи С и F имеют одинаковые фокусы, а кривая вторичного спектра имеет минимум около  $\lambda_0 \approx 560$  нм соответственно максимуму дневной чувствительности глаза, то объектив называется *визуальным*; подобные объективы употребляются для наблюдения глазом. Если у объектива одинаковый фокус имеют лучи D и G, а минимум кривой соответствует лучам F, то такой объектив называется *фотографическим*; он пригоден для фотографирования в видимых лучах. Если же объектив сводит в одну точку лучи F и h, а минимум кривой соответствует  $\lambda_0 \approx 434$  нм соответственно

максимуму чувствительности несенсибилизированной фотографической пластинки, то такой объектив называется *фотографическим* и пригоден для фотографирования в фотографических лучах. Вторичный спектр таких двухлинзовых объективов характеризуется относительной разностью фокусных расстояний  $\Delta F$  для лучей, для которых осуществлена ахроматизация, и лучей, которым соответствует минимум кривой вторичного спектра. На рис. 21 это показано отрезком  $a-b$ , называемым «стрелкой прогиба», или величиной вторичного спектра. Оказывается, что для всех комбинаций двух обычных сортов крона и флинта вторичный продольный хроматизм  $\Delta F$  для визуального объектива заключается в пределах  $F/1500$  и  $F/2000$ . Для фотовизуального объектива получается  $\Delta F \approx F/1300$ , а для фотографического  $\Delta F \approx F/2500$ .

Например, при  $F=20 \text{ м} = 2 \cdot 10^4 \text{ мм}$ , величина вторичного спектра («стрелка») равна от  $F/1500$  до  $F/2000$ , т. е. от 13 до 10 мм. При наивыгоднейшей фокусировке на лучи линии е хроматический кружок будет иметь диаметр  $2\rho_x = \Delta F \cdot \frac{D}{F} = \Delta F \cdot A$  (из построения подобных треугольников на лучах и диаметре зрачка  $D$ ). При  $D=1000 \text{ мм}$  будем иметь  $2\rho_x$  от  $6,5/100=0,065$  до  $5/10=0,5 \text{ мм}$ . Угловой диаметр этого кружка  $\alpha_x = 2\rho_x = \frac{\Delta F}{F} A \text{ рад}$ , или

$$\alpha_x = 2 \cdot 10^5 \frac{\Delta F}{F} A \text{ секунд дуги. В нашем примере получается: от } 6,5 \text{ до } 5,0.$$

Это в 12—15 раз лучше, чем для одиночной линзы, но все же еще очень много. Правда, положение несколько улучшается тем, что в лучах линии е (где изображение точечное) нормальный глаз в 4—5 раз более чувствителен, чем в лучах С и F, а также тем, что яркость хроматического кружка падает обратно пропорционально его диаметру. Все же вторичный спектр больших астрономических ахроматов (диаметром около 1 м) слишком велик. В связи с этим относительные отверстия больших объективов-ахроматов и выбираются малыми, около  $1/18$ — $1/20$ . Для полного же удаления заметного хроматизма в современных больших ахроматах их относительные отверстия надо было бы взять порядка  $1/500$ . Обычные рефлекторы в комбинации с окулярами Гюйгенса или Рамсдена для визуальных наблюдений также могут иметь некоторую хроматическую aberrацию из-за хроматической aberrации окуляров. Однако она ощутима лишь в случае употребления очень плохого окуляра.

Большие вторичные спектры у ахроматов невыгодны не только в том отношении, что создают цветные ореолы вокруг основного изображения (ореолы могут быть устранены при помощи цветных светофильтров), но и потому, что сильно понижают проникающую силу инструмента, так как вырезают из кривой цветового распределения энергии в спектре звезды лишь небольшую часть, которую и фокусируют приблизительно в одну точку. Отметим также, что снижение хроматизма положения еще не означает, что хроматизм увеличения также значительно снижен. Все это заставило искать новых путей для постройки более совершенных астрономических объективов. Один из путей состоял в том, чтобы сварить новые сорта стекла, которые имели бы приблизительно равные относительные частные дисперсии  $p$ , но значительно отличающиеся коэффициенты средней дисперсии  $\nu$ . На диаграмме  $p=f(\nu)$  такие сорта стекла должны лежать вне прямой для обычных стекол (см. рис. 20). Однако эту задачу удалось решить частично после того как были получены новые сорта стекла типа «курцфлинт» (КФ) и типа «лангкрон» (ЛК) по терминологии Д. Д. Максудова. Сейчас нашли широкое применение и другие сорта специальных стекол. Комбинация одного из этих сортов с обыкновенными может значительно снизить остаточный хроматизм положения, а именно, позволяет примерно втрое снизить величину вторичного спектра. Двухлинзовые объективы такого типа получили название *полуахроматов*. Хроматическая кривая такого объектива (КФ+К) приведена на рис. 22. Оказалось



также возможным несколько увеличить относительное отверстие объективов нового типа до  $1/15$ . Однако получение новых сортов стекла указанных типов весьма трудно и дорого. Поэтому объективы типа полуахроматов по диаметру обычно не превышают 200—300 мм. Несомненно, что дальнейшее развитие стекловарения позволит построить двухлинзовый объектив с практически полной ахроматизацией в рабочем участке спектра. Попытка рассчитать такие объективы уже была сделана. Они называются *апохроматами* (иногда этим же термином называются и полуахроматы).

Для постройки более совершенных в отношении вторичного спектра объективов был предложен и другой способ, а именно, использование трех примыкающих друг к другу линз. Весьма большие преимущества трехлинзовых комбинаций были выяснены позднее, в связи с появлением новых сортов стекла калиевых силикатных кронов, фосфатных кронов и боросиликатных

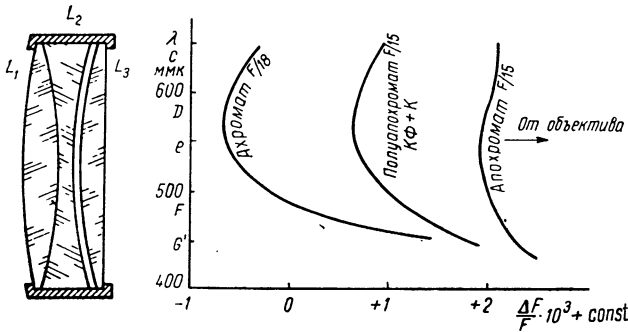


Рис. 22.

и баритовых флинт. Эти новые сорта хотя и давали теоретическую возможность постройки апохроматов, однако практически оказались недостаточно химически стойкими (например, очень гигроскопичными) и трудно изготавливаемыми. Д. Тейлор воспользовался идеей трехлинзовых объективов, заключив неустойчивое стекло между двумя химически более устойчивыми. При этом оказалось возможным увеличить относительное отверстие до  $1/15$ . Такой объектив изображен на рис. 22. Небольшое свободное пространство, оставленное между второй и третьей линзами, благоприятно для снижения сферической aberrации. Линза  $L_1$  — баритовый легкий флинт,  $L_2$  — легкий силикатный крон и  $L_3$  — боросиликатный флинт. Стекла  $L_1$  и  $L_3$  химически достаточно устойчивы. Толщина таких объективов в полтора раза больше, чем у обычных двухлинзовых объективов того же диаметра, что, естественно, ограничивает их размеры до 20—30 см. Сверх того, изготовление новых сортов стекла в больших блоках весьма затруднительно. Хроматическая кривая такого объектива приведена также на рис. 22, где для сравнения даны кривые ахромата и полуахромата. Ахроматизация в этих трехлинзовых объективах, например, на участке линий С—F, практически полная (визуальный апохромат Цейса типа В). Длина вторичного спектра в области С—F значительно уменьшена (до  $F/10\,000$ ). Однако за границей этой области хроматические отклонения могут быть весьма значительными. Такие объективы также были названы *апохроматами*.

Для коррекции данного объектива к другой области спектра применяют иногда приставные, а иногда коррекционные (располагаемые недалеко от фокуса) афокальные линзы, не вносящие заметной сферической aberrации. Из всего сказанного ясно, что большинство перечисленных выше поперечных aberrаций зависит от относительного отверстия телескопа. Поэтому, диафрагмируя объектив, мы значительно снижаем почти все aberrации.

Предельные полезные углы поля зрения при этом увеличиваются, а плоскость наиболее резких изображений («фокус») может меняться и должна быть определена в каждом случае отдельно. При большом рабочем поле приходится учитывать также и хроматическую aberrацию увеличения. Если даже исправлен вторичный спектр, хроматическая aberrация увеличения может еще остаться, и тогда изображение внеосевой точки будет растянуто в спектр.

В заключение этого параграфа отметим, как проявляются изученные aberrации в гауссовой плоскости в случае параболического зеркала. Для астрономов этот случай представляется практически весьма важным.

1. Сферическая aberrация отсутствует.

2. Кома внешняя. Длина ее  $\frac{3}{16} A^2 w F$ , ширина  $\frac{1}{8} A^2 w F$ .

3. Астигматизм имеется. Поверхность сагиттальных фокалей совпадает с гауссовой плоскостью. Изображения точки — линии, вытянутые в радиальном направлении, длиной  $2\rho_{\text{мер}} = A w^2 F$ .

4. Кривизна поля имеется. Поверхность поля отстоит от гауссовой плоскости на расстоянии  $\frac{1}{2} w^2 F$  в направлении к зеркалу, вогнутость обращена к зеркалу. Радиус кривизны поля равен  $-F$ . Радиус наименьшего кружка рассеяния  $\rho_{\text{нк}} = \frac{1}{4} A w^2 F$ . Кривизна поля компенсируется изгибом пленки или пластинки.

5. Дисторсия отсутствует.

Как указывалось выше, у параболического зеркала полезное рабочее поле ограничивается комой. При  $F/10$  размеры пятна комы доходят до  $2''$  уже на расстоянии  $16'$  от центра поля, а при  $F/5$  — на расстоянии  $4'$ .

**§ 5. Дифракция. Разрешающая сила телескопов.** Даже идеальный объектив, совершенно лишенный aberrаций и при идеальных атмосферных условиях, изображает звезду не точкой. Звезда имеет вид кружка, окруженного окрашенными кольцами возрастающего диаметра и уменьшающейся яркости. Это явление объясняется волновой природой света и носит название *дифракции*. Оно сопутствует всякому препятствию, поставленному на пути лучей (в данном случае оправе объектива). Явление дифракции при наличии aberrаций сильно осложняет изучение качества изображений, даваемого оптической системой. После прохождения линзы каждая точка фронта волны (волновой поверхности) может рассматриваться по принципу Гюйгенса как источник самостоятельных колебаний. Эти элементарные волны, дойдя до фокальной плоскости, интерферируют друг с другом во всех точках этой плоскости. Как показывает теория, на расстоянии  $z'$  от оптической оси в задней фокальной плоскости освещенность будет

$$E = \frac{4J_1^2(\zeta)}{\zeta}, \quad (1.13)$$

где  $J_1(\zeta)$  — функция Бесселя первого порядка, а  $\zeta$  — расстояние в плоскости изображения, выраженное в так называемых *оптических единицах*  $\frac{2\pi}{\lambda} u'$ :

$$\zeta = \frac{2\pi}{\lambda} z' \sin u' \approx \frac{2\pi}{\lambda} z' u'. \quad (1.14)$$

При этом  $u'$  — апертурный угол в пространстве изображений, который в нашем случае мал и приблизительно равен  $D/2F$ . Таким образом,

$$\zeta = \frac{2\pi}{\lambda} z' \frac{D}{2F} = \frac{\pi}{\lambda} z' \frac{D}{F} = \frac{\pi}{\lambda} z' A. \quad (1.15)$$

Из формулы (1.13) можно найти значения  $\zeta = \zeta_k$ , при которых освещен-

ность  $E$  достигает минимума ( $E=0$ ) или максимума ( $E=E_{\max}$ ). Эти значения оказываются:

для минимумов (темных колец)

$$\zeta_k = 3,83; 7,02; 10,17; 13,32; 16,47 \text{ и т. д.},$$

для максимумов (светлых колец)

$$\zeta_k = 0,00; 5,14; 8,42; 11,62; 14,80 \text{ и т. д.}$$

Соответствующие значения  $z'_k$  находим из соотношения (1.15), а именно:

$$z'_k = \frac{\zeta_k}{\pi} \cdot \frac{\lambda'}{A}.$$

Это и есть радиусы темных и светлых колец дифракционного изображения звезды, и мы теперь для удобства обозначим  $z'_k = r_k$ . Значения  $\frac{\zeta_k}{\pi}$  и относительные интенсивности для последовательных максимумов и минимумов даны в табл. II.

ТАБЛИЦА II

| № светлого кольца                     | Максимум |                       |                             |                                        | Минимум          |     |                       |                             |
|---------------------------------------|----------|-----------------------|-----------------------------|----------------------------------------|------------------|-----|-----------------------|-----------------------------|
|                                       | $k$      | $\frac{\zeta_k}{\pi}$ | относительная интенсивность | распределение энергии по кольцам (в %) | № темного кольца | $k$ | $\frac{\zeta_k}{\pi}$ | относительная интенсивность |
| Центр                                 | 0        | 0                     | 1                           | 83,78                                  | 1                | 1   | 1,220                 | 0                           |
| 1                                     | 2        | 1,635                 | 0,01745=1/57                | 7,22                                   | 2                | 3   | 2,233                 | 0                           |
| 2                                     | 4        | 2,678                 | 0,00415=1/240               | 2,77                                   | 3                | 5   | 3,238                 | 0                           |
| 3                                     | 6        | 3,699                 | 0,00165=1/606               | 1,46                                   | 4                | 7   | 4,241                 | 0                           |
| 4                                     | 8        | 4,710                 | 0,00075=1/1333              | 0,91                                   | 5                | 9   | 5,243                 | 0                           |
| Все последующие (от 5 и до $\infty$ ) | —        | —                     | —                           | —                                      |                  |     |                       |                             |

Первый минимум в задней фокальной плоскости соответствует радиусу центрального светлого пятна  $z'_1 \equiv r_1 = \frac{\zeta_1}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{A}$ . Подставляя сюда из таблицы II значение  $\frac{\zeta_1}{\pi} = 1,220$ , получим

$$r_1 = 1,22 \frac{\lambda}{A}, \quad (1.16)$$

или в угловой мере (в радианах):

$$\delta = \frac{r_1}{F} = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (1.17)$$

Диск диаметром  $2r_1$  (или  $2\delta$ ) получил название *диска Эри* (1834). Он окружен рядом темных и светлых колец. На рис. 23 показано распределение энергии в максимумах и минимумах и их расстояния от центра, а на рис. 24 воспроизведена фотография дифракционной картины светящейся точки от круглого отверстия.

Из формул (1.16) и (1.17) видно, что с увеличением диаметра отверстия (при постоянном фокусном расстоянии) диаметр диска Эри, или ложного диска звезды, и колец уменьшается, а также, что диаметр дифракционной картины тем больше, чем больше длина волны света. Отсюда следует, что центральный диск окружен не белыми кольцами, а круговыми цветными (радужными) каемками, внутренний край которых окрашен в фиолетовый цвет, а внешний — в красный. В середине между ними размещаются остальные

цвета спектра. Описанная картина наблюдается как в рефракторах, так и в рефлекторах, при том в первоклассных системах и при идеальных атмосферных условиях. Интенсивность в минимумах (у идеального объектива и в монохроматическом свете) равна нулю — это темные кольца. Однако у объектива, который имеет заметные aberrации, мы обнаружим перераспределение энергии. В простейшем случае сферической aberrации центральный максимум опустится, а минимум и вторичные максимумы поднимутся, и колец будет видно больше. При наличии других aberrаций изменится и форма дифракционных колец, она станет неправильной. Правильная дифракционная картина нарушается не только вследствие aberrаций, но и из-за местных неоднородностей в стекле, напряжений (неправильный зажим в оправе) и прогибов линз под собственным весом. Однако даже если эти причины

ная картина нарушается не только вследствие aberrаций, но и из-за местных неоднородностей в стекле, напряжений (неправильный зажим в оправе) и прогибов линз под собственным весом. Однако даже если эти причины

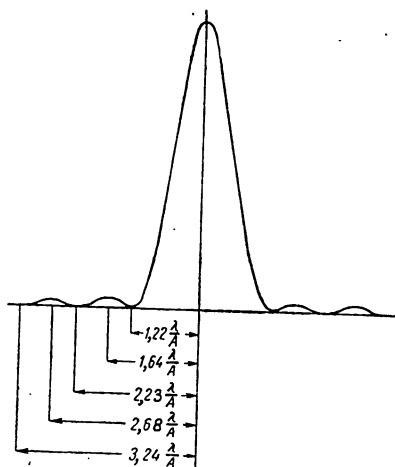


Рис. 23.

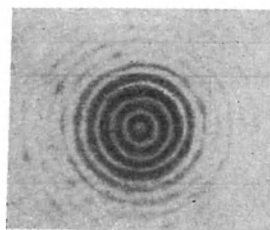


Рис. 24.

возмущения волнового фронта устранены, то остаются еще возмущения, вызываемые турбулентными движениями в атмосфере Земли. Только при идеальных атмосферных условиях можно наблюдать правильную дифракционную картину. При средних изображениях кольца вокруг ложного диска будут разорваны, а при плохих изображениях звезды будут выглядеть пятнами и напоминать планеты большого диаметра, без всяких колец.

Ясно, что наличие явления дифракции даже у идеального (безабберационного) объектива и при идеальных атмосферных условиях ограничивает возможности разделения двух светящихся точек или деталей, например, на диске планеты. Критерий теоретической разрешающей силы идеального телескопа был предложен Рэлеем. Этот критерий основан на том, что для разделения двух бесконечно удаленных светящихся точек необходимо, чтобы их угловое расстояние было не меньше того, при котором главный максимум дифракционной картины одной светящейся точки попадает на минимум дифракционной картины другой, т. е.

$$\rho \geq \delta = 1,22 \frac{\lambda}{D} \text{ (рад)}. \quad (1.18)$$

В этом случае для двух равносвещающихся точек получим кривую интенсивности, изображенную на рис. 25, г. Между двумя максимумами будет иметь место минимум с ординатой, равной 0,7 максимальной. При расстояниях между точками, равных  $0, \frac{1}{2}\delta$  и  $\frac{3}{4}\delta$ , получим соответственно результирующие кривые а, б и в. По формуле (1.18) найдем предельно разрешимый угол:

$$\delta'' = 2,51 \cdot 10^5 \frac{\lambda}{D} \text{ (секунд дуги)}.$$

Для визуальных лучей ( $\lambda_v = 0,555 \text{ мк}$ ) получается

$$\delta_v'' = \frac{14}{D},$$

а для фотографических лучей ( $\lambda_{pg} = 0,44 \text{ мк}$ )

$$\delta_{pg}'' = \frac{11}{D},$$

где  $D$  выражено в сантиметрах.

Однако действительный предел разрешающей силы определяется возможностью для глаза или фотографической пластинки уловить минимум интенсивности между двумя максимумами. Минимальный теоретический угол для разделения двойной звезды для 6-м советского рефлектора составит около  $0,023$  (в визуальных лучах). Легко сформулировать условия полезных увеличений и относительных отверстий для использования теоретической возможности разрешения в случае визуальных и фотографических наблюдений.

а) Визуальные наблюдения. Для полного использования разрешающей силы объектива визуального телескопа необходимо, чтобы зрачок выхода телескопа был  $d_{\text{вых}} = 0,7 \text{ мм}$ .

Отсюда максимально разрешающее увеличение  $\Gamma_{0,7}$  (по Д. Д. Максудову)

$$\Gamma_{0,7} = \frac{D (\text{мм})}{0,7} = 1,43D (\text{мм}).$$

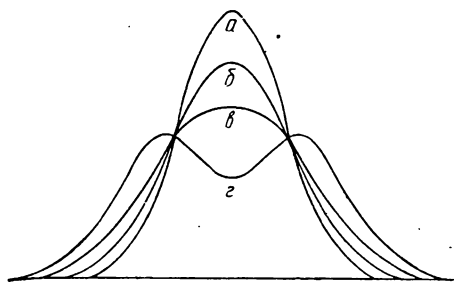


Рис. 25.

Следовательно, максимальное полезное увеличение в 1,43 раза больше числа миллиметров в диаметре данного объектива. Например, для Пулковского 760-мм объектива  $\Gamma_{0,7} = 1100 \times$ , а для 6000-мм зеркала советского рефлектора  $\Gamma_{0,7} = 8600 \times$ . Наименьшее полезное увеличение — такое, при котором зрачок выхода телескопа  $d_{\text{вых}}$  равен зрачку глаза  $d_r$ . Это — так называемое *равнозрачковое увеличение*  $\Gamma$ . Ночью  $d_r = 8 \text{ мм}$ , поэтому  $\Gamma = D (\text{мм}) / 8$ . При еще меньшем увеличении зрачок  $d_{\text{вых}}$  становится больше  $d_r$ , и потому не весь свет, вышедший из телескопа, попадает в глаз наблюдателя. Наблюдаемая яркость объекта будет снижена. Эта яркость  $B$ , вообще говоря, пропорциональна  $(D/d_r)^2$  и обратно пропорциональна  $\Gamma^2$ , т. е. (без учета потерь света в телескопе)

$$B = B_0 \left( \frac{D}{d_r} \right)^2 \cdot \frac{1}{\Gamma^2},$$

где  $B_0$  — яркость, наблюдаемая невооруженным глазом. Но  $\Gamma = D/d_{\text{вых}}$  и, следовательно,  $B = B_0 (d_{\text{вых}}/d_r)$ . При равнозрачковом увеличении  $B = B_0$  (отвлекаясь от потерь света). Чем больше  $\Gamma$ , т. е. чем меньше  $d_{\text{вых}}$ , тем меньше наблюдаемая яркость  $B$  объекта и при  $\Gamma = \Gamma_{0,7}$  будет  $B = B_0 \left( \frac{0,7}{8} \right)^2 \approx 0,06 B_0$ . Поэтому не следует увлекаться максимально разрешающим увеличением, особенно при наблюдении слабых протяженных объектов. Но не так будет для случая наблюдения звезд, которые являются практически точечными объектами. Казалось бы, что в этом случае зависимость от увеличения не будет вообще наблюдаться. На практике же при наблюдении звезд большие увеличения оказываются пред-

почтительнее, ибо при этом снижается видимая яркость фона неба. Однако это справедливо до некоторого разумного предела. Д. Д. Максудов, которому принадлежит детальное изучение данного вопроса, считает этим пределом максимально разрешающее увеличение  $\Gamma_{0,7}$ . С дальнейшим ростом увеличения становится заметным дифракционный диск звезды, а также диск дрожания, и для звезд как бы оказываются справедливыми рассуждения, приведенные выше для протяженных объектов. Совершенно очевидно, что наблюдать с малым увеличением, меньшим равнозрачкового, невыгодно, ибо при этом лучи от внешних зон объектива не попадут в глаз и объектив окажется используемым не полностью.

б) **Фотографические наблюдения.** В этом случае нам необходимо учесть разрешающую силу фотографической пластинки, которая зависит от зернистости и гранулярности последней. Примем, что современная мелкозернистая фотографическая пластинка может разрешить два небольших диска, находящихся на расстоянии  $15 \text{ мк}$ . Это соответствует углу

$$\beta_{\text{pg}} = \frac{310}{F (\text{см})},$$

а так как для фотографических лучей

$$\delta''_{\text{pg}} = \frac{11}{D (\text{см})},$$

и для полного использования разрешающей силы необходимо, чтобы было

$$\delta''_{\text{pg}} \geq \beta_{\text{pg}},$$

то нужно, чтобы

$$\frac{11}{D} \geq \frac{310}{F},$$

откуда приближенно имеем

$$\frac{F}{D} \geq 30, \quad \text{или} \quad A \leq \frac{1}{30}.$$

Из полученного соотношения видно, что длиннофокусные инструменты с небольшими относительными отверстиями отвечают также требованию полезной фотографической разрешающей силы. Это обстоятельство служит также обоснованием для использования не прямых фокусов, а касегреновских систем рефлекторов для целей астрофотографии. Отметим, что в современных телескопах из-за влияния аберраций и других дефектов оптики практически не удается использовать определенную выше разрешающую силу. Плохие атмосферные условия также существенно ограничивают эту возможность. За многие дни наблюдений в разных местах на земном шаре сравнительно редко удавалось видеть строго правильную дифракционную картину от звезды. Изображения звезд с диаметром диска дрожания  $0''1-0''2$  являются редкостью даже в местах с отличным астроклиматом. В среднем же диск дрожания имеет около  $1''-2''$  в диаметре.

Разрешающая сила объектива или зеркала определяется обычно в угловой мере из наблюдений тесных двойных звезд с известными угловыми расстояниями. Но и такие измерения оказываются неточными из-за влияния атмосферного волнения и других причин. Разрешающую силу сложных фотографических объективов принято характеризовать числом разрешаемых двойных черно-белых штрихов (иначе, линий) на один миллиметр. В лабораторных условиях ее определяют по специальной штриховой мише, или тест-объекту абсолютного контраста. В такой мише имеется много групп параллельных друг другу непрозрачных полосок-штрихов, разделенных прозрач-

ными промежутками той же ширины, что и штрихи. Частота штрихов и ориентация по углу (обычно через  $45^\circ$ ) в каждой группе различная. Мира помещается в фокальной плоскости отличного коллиматора и ее изображение строится в фокальной плоскости исследуемого объектива. Это изображение рассматривается в достаточно сильный микроскоп или же фотографируется и затем рассматривается в микроскоп. Однако в последнем случае будет влиять линейная разрешающая сила фотоэмульсии, которая обычно как бы снижает результирующее качество объектива. Для отечественных объективов-анастигматов с относительным отверстием  $A=1:4,5$  («Индустар») и  $1:2$  («Юпитер») непосредственные визуальные измерения разрешающей силы в плоскости изображения дают  $N \approx 275$  и  $280$  штр/мм. При измерении же изображения на фотоэмульсии «Изопан F» (Агфа), полученного трехлинзовым объективом «Эльмар» при  $A=1:3,5$ ,  $1:12,5$  и  $1:25$ , оказалось соответственно  $N=49,2$ ,  $70,6$  и  $47,7$  штр/мм, т. е. значительно хуже. Мы видим также, что сначала  $N$  растет с уменьшением  $A$ , достигает максимума и лишь после этого падает с дальнейшим уменьшением  $A$ , так как при малых  $A$  возрастает влияние дифракции. Кроме того, оказывается, что реальная разрешающая сила объектива зависит от угла поля зрения. На рис. 26 показана разрешающая сила  $N$  объектива «Тессар» в зависимости от угла поля зрения  $\omega$ . У некоторых объективов разрешающую силу удастся уравнять по всему полю, т. е. повысить ее для края поля за счет понижения в центре.

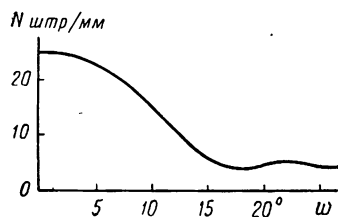


Рис. 26.

**§ 6. Материалы для линз и зеркал.** Стекло было известно уже за 4000—3000 лет до н. э. в Египте, Месопотамии и др. Оно было тогда получено случайно, вероятно, во время пожаров (расплавления песка и золы). Первоначально же использовалось природное стекло — изверженная вулканами кислая лава-обсидиан. В 1600 г. до н. э. стекло, полученное искусственно, было завезено из Египта в Европу, где уже были организованы и работали стекольные мастерские. Особенного расцвета стеклоделие достигло в Венеции, строго охранявшей секреты этого производства. В связи с быстрым развитием промышленности в XVI в. производство стекла значительно расширилось. Раскопками установлено, что на нынешней территории СССР стекольные мастерские успешно работали на Киевщине, в Приднепровье в XI—XIV вв. Но производство было прервано во время монголо-татарского нашествия и возобновилось лишь в XVII в. (первый завод был построен в 1635 г. в местечке Духанино близ Воскресенска). В то же время в разных странах уже выплавлялись блоки из крона для очков, луп и одиночных линз, для телескопов. В России большие лабораторные работы по производству стекол вел М. В. Ломоносов, организовавший также и специальный стекольный завод. Флинт хорошего качества — стекло, более трудное в изготовлении, чем крон, — стал выплавлять в начале XIX в. П. Гинан. Он ввел метод размешивания флинтовой стекломассы во время ее плавки. Затем он научил этой технике И. Фраунгофера в Бенедиктбейрне (близ Мюнхена). Позднее, с 1884 г., оптическое стекло высокого качества начал изготавливать стекольный завод О. Шотта в Йене, а также заводы в Англии и Франции. В России сравнительно небольшие первые мастерские по производству специальных сортов оптического стекла были организованы лишь в 1916 г. Но они в основном копировали рецепты и технологию английской фирмы «Братья Ченс» и стекло было невысокого качества. Страна в этом отношении целиком зависела от импорта. Лишь после Великой Октябрьской социалистической революции производство оптического стекла было поставлено на научную основу. Были

организованы Оптический институт в Ленинграде, различные институты стекла и силикатов, специальные кафедры при высших учебных заведениях. Успех не заставил себя ждать, и он в сильной степени был обусловлен содружеством передовых ученых различных специальностей. Можно указать на инициаторов этого дела — физиков Д. С. Рождественского и А. А. Лебедева, химика И. В. Гребенщикова, технолога Н. Н. Качалова и др. К 1933 г. в СССР уже было семь оптико-механических заводов. Советский Союз с 1925 г. избавился от иностранной зависимости, ибо имел свой широкий ассортимент высококачественных оптических стекол. В то же время в Оптическом институте было создано оптическое вычислительное бюро. Были разработаны методы изготовления параболических астрономических зеркал (А. А. Чикин, Д. Д. Максудов, Н. Г. Пономарев и др.), а также методы контроля оптических приборов вообще (В. П. Линник и др.) и астрономической оптики в частности (Д. Д. Максудов и другие).

Обычное силикатное стекло представляет собой затвердевший расплав окиси кремния ( $\text{SiO}_2$ ) со многими другими окислами, входящими в значительно меньших количествах. К ним относятся, во-первых, окись калия ( $\text{K}_2\text{O}$ ), окись натрия ( $\text{Na}_2\text{O}$ ) и др., способствующие снижению температуры плавки с  $1900^\circ$  для ( $\text{SiO}_2$ ) до  $1400\text{--}1600^\circ$ , и во-вторых, окиси кальция ( $\text{CaO}$ ), магния ( $\text{MgO}$ ) и др., способствующие повышению химической устойчивости стекол. Кроме того, в состав стекла входит ряд окислов ( $\text{PbO}$ ,  $\text{VO}$ , редкие земли и т. д.), что позволяет в больших пределах варьировать оптические постоянные. Например,  $\text{BaO}$ , после  $\text{PbO}$ , наиболее сильно изменяет показатель преломления и дисперсию силикатных стекол. Стекла, не содержащие окиси свинца, называются *кронами*, стекла же, содержащие окись свинца в большом количестве, называются *флинтами*. К названиям сортов стекол с большим или меньшим содержанием упоминавшихся окисей, особенно свинца, добавляются слова *тяжелый* и *легкий*. Химический состав основных сортов стекла таков:

крон . . . . . 71%  $\text{SiO}_2$ , 18,6%  $\text{K}_2\text{O}$ , 10,1%  $\text{CaO}$ , 0,3%  $\text{As}_2\text{O}_3$ ;  
 флинт . . . . . 47,6%  $\text{SiO}_2$ , 6,4%  $\text{K}_2\text{O}$ , 45,7%  $\text{PbO}$ , 0,3%  $\text{As}_2\text{O}_3$ .

Крон имеет сравнительно небольшой показатель преломления (1,5—1,55) и малую дисперсию ( $n_F - n_C$ ), т. е. большую величину коэффициента дисперсии ( $\nu = 65 \div 55$ ). Флинт, наоборот, имеет сравнительно большой показатель преломления и большую дисперсию ( $n_F - n_C$ ), а следовательно, малую величину коэффициента дисперсии ( $\nu = 25 \div 40$ ). Хотя показатели преломления измеряются обычно с точностью до двух единиц пятого знака, но их действительное отклонение от плавки к плавке колеблется примерно в пределах 0,0015, а отклонение коэффициента дисперсии — в пределах 0,3—0,5. Приводим оптические постоянные двух сортов отечественных стекол крона-8 (К-8) и флинта-2 (Ф-2), идущих на изготовление ахроматов:

| Оптические постоянные | $n_D$  | $n_F - n_C$ | $\nu$ |
|-----------------------|--------|-------------|-------|
| Сорт К-8              | 1,5163 | 0,00806     | 64,1  |
| Сорт Ф-2              | 1,6164 | 0,01684     | 36,6  |

На рисунке 27 показана зависимость показателя преломления стекол, кристаллов и жидкостей от длины волны, которая достаточно хорошо определяется формулами:

$$n_\lambda = n_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0} \quad (\text{Корню}), \quad (1.19)$$



или

$$n_{\lambda} = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^{\alpha}} \quad (\text{Гартман}), \quad (1.20)$$

где  $n_0$ ,  $c$ ,  $\lambda_0$  и  $\alpha$  — постоянные для данной среды. На рис. 28 дано расположение различных сортов стекол на диаграмме  $n_D$ ,  $\nu$ . Кроны (К), баритовые кроны (БК) и тяжелые кроны (ТК) располагаются в левой части диаграммы, а флинт, легкие флинты (ЛФ) и тяжелые (ТФ) — в правой. Крон-флинты (КФ) попадают в промежуточную область. Исключение составляют баритовые флинты (БФ), попадающие в область кронов. Кристаллы и жидкости (те же, что и на рис. 27), располагаются в различных местах диаграммы (точки в кружках и крестики). Внесение в состав плавки (шихты) окислов редких и редкоземельных элементов дает стекла с новыми оптическими постоянными, занимающие новые области в диаграмме  $n_D$ ,  $\nu$ . В последние годы широкое применение начали получать специальные стекла, например лантановые и фосфорные, а также стекла с двуокисью теллура ( $n_D = 2,17 \div 2,30$ ,  $\nu = 11 \div 16$ ) и ряд других. Находят применение стекла, обладающие фотохромными свойствами: при освещении их оптическая плотность изменяется.

Для изготовления линз, зеркал и других оптических деталей стекло проходит длительную горячую (термическую) и холодную обработку. К горячей обработке относится выплавка стекла из шихты в стекловаренной печи и последующий отжиг. В холодную обработку стекла входит его распиловка, грубая обдирка, шлифовка и полировка, причем производится контрольная проверка. От качества обработки и точности контроля в основном зависит и качество объективов и зеркал телескопов, особенно крупных. Технология этих сложных работ излагается в специальной литературе.

С увеличением диаметра объективов и зеркал телескопов вес их быстро возрастает. Так, например, зеркало 2,5-м телескопа обсерватории Маунт Вилсон весит 4,5 т, а вес зеркала 5-м рефлектора составляет около 40 т. Такое большое увеличение веса вызвано необходимостью выдерживать определенное соотношение между диаметром зеркала и его толщиной для исключения прогибов под собственным весом. Для облегчения веса задней стороне зеркала придают (выплавкой, сваркой, сверловкой и др.) ребристую структуру. В последнее время предлагались также «скелетные» структуры зеркал из двух стеклянных дисков, соединенных тонкими стеклянными трубками-стойками.

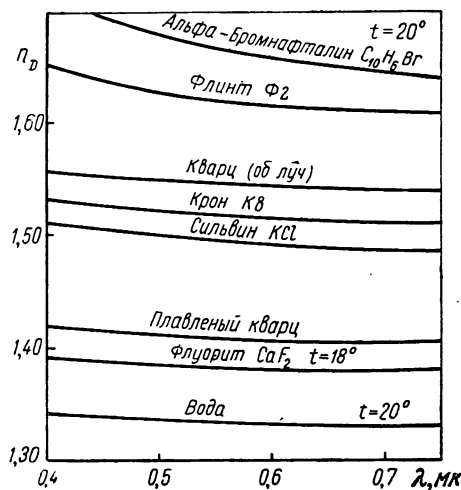


Рис. 27.

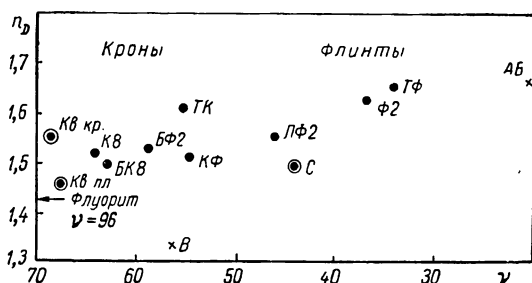


Рис. 28.

Очень опасны различные деформации зеркал, особенно термические. Все они были изучены достаточно полно теоретически и практически. К термическим деформациям можно в основном отнести следующие две. С изменением температуры в подкупольном пространстве наибольшим деформациям подвергается краевая зона зеркала, которая быстрее реагирует на это изменение, чем центральная, внутренняя часть блока. При повышении температуры краевая зона зеркала приподнимается, а при понижении, наоборот, опускается.

Это явление носит название *эффекта края* и с ним приходится считаться в первую очередь. Другая термическая деформация возникает при наличии установившейся разности температур между рабочей и тыльной сторонами поверхности зеркала. Вследствие влияния этого типа деформации зеркало как бы выгибается, что приводит к изменению фокусного расстояния зеркала.

Для уменьшения термических деформаций зеркал стали применять пирексовые блоки. Стекло *пирекс* имеет меньший температурный коэффициент линейного расширения,  $3,2 \cdot 10^{-6}$  на  $1^\circ \text{C}$  (для крона  $7,6 \cdot 10^{-6}$ ). Его примерный состав следующий: 80,5%  $\text{SiO}_2$ , 11,8%  $\text{B}_2\text{O}_3$ , 4,4%  $\text{Na}_2\text{O}_3$ , 2,0%  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и ряд других примесей в меньшем количестве. В последнее время в США стали изготавливать зеркала из *плавленного кварца* с коэффициентом линейного расширения  $0,4 \cdot 10^{-6}$ . В СССР и в ряде других стран проведены успешные опыты по изготовлению больших блоков астрозеркал (диаметром более 1,5 м) из специального кристаллизованного стекла — *ситалла* (в других странах он называется пирокерам, витрокерам, зеродур и т. д.) с температурным коэффициентом линейного расширения менее  $0,7 \cdot 10^{-6}$ . В США в последнее время выпущен новый материал сервит с коэффициентом расширения  $0 \pm 1,5 \cdot 10^{-7}$ . Зеркала из ситалла и сервита хорошо обрабатываются и являются стойкими по отношению к термическим и механическим воздействиям. В Пулковской обсерватории проводились опыты по изготовлению зеркала диаметром 0,7 м из нержавеющей стали, а в Бюраканской обсерватории — из алюминийево-магниевого сплава. Они имеют большие коэффициенты теплового расширения ( $1,1 \cdot 10^{-5}$  и  $2,4 \cdot 10^{-5}$ ) соответственно, но так как благодаря большой теплопроводности в них быстро выравнивается температура, поверхность не искажается и изображения не портятся, а только изменяется фокусное расстояние. Последнее можно компенсировать выбором соответствующего материала для трубы. Из металлов выбираются антикоррозийные материалы. Недавно (1969 г.) подобный телескоп с главным 137-см зеркалом из чистого алюминия (толщина 198 мм, вес 800 кг, 99,99% Al, алюминированное обычным способом) и с алюминиевой же трубой (в соответствии с идеей Д. Д. Максудова) успешно начал работать на станции Миланской обсерватории в Мерате. Система — квазикассегрен со сферическими зеркалами  $F_{\text{экв}} = 20 \text{ м}$  (1/16). Можно упомянуть также телескопы типа «Light-weight» (США). Кроме сказанного, для уменьшения температурных деформаций выгодны места наблюдения с малыми амплитудами температур, а также термостатирование зеркала после окончания наблюдений.

Основным видом *механической деформации* являются прогибы под собственным весом. Борьба с этим видом деформации зеркал ведется посредством соответствующих разгрузочных приспособлений — опор, расположенных с тыльной стороны и с боков зеркала в ряде точек, по определенному закону. Принцип разгрузки зеркал заключается в том, что посредством рычагов создают давление, противодействующее весу зеркала. В последнее время для разгрузки зеркала вместо чисто механических систем применяются пневматические системы. Большие линзы, естественно, можно разгружать только с боков.

§ 7. Методы оптического испытания зеркал и линз делятся на *рабочие* и *контрольные*. Первые весьма просты и применяются даже малоквалифицированными оптиками в процессе изготовления деталей. Вторые сложны, но зато более точны. Одним из самых распространенных рабочих методов, пригодных для небольших зеркал, является *метод пробного стекла*. Хорошо известно, что если сложить выпуклую (небольшой кривизны) и плоскую стеклянные поверхности и осветить их перпендикулярно падающим монохроматическим или даже белым светом (например, от коллиматора), то можно наблюдать вокруг темного пятна (место оптического контакта двух поверхностей) светлые и темные кольца. Это так называемые интерференционные кольца Ньютона (рис. 29, а). Если имеется «воздушный клин» между двумя плоскостями, то будут наблюдаться прямые интерференционные полосы (рис. 29, б). Если же одна (испытываемая) поверхность имеет неправильную форму, то полосы будут также неправильными (рис. 29, в). Изменение толщины воздушного слоя между стеклами на  $\frac{1}{2} \lambda$  вызывает смещение полосы, равное ее ширине. Значит, если мы замечаем неправильности в структуре полос (изогнутости), например, в  $\frac{1}{2}$  полосы, то это свидетельствует о том, что мы обнаружили неправильности испытываемой поверхности в  $\frac{1}{4} \lambda$ . Таков практический предел точности данного метода, так как полосы имеют размытые края и к тому же окрашены, если поверхности освещены белым светом. При освещении монохроматическим светом в сочетании с фотографированием интерференционной картины точность описанного метода может быть значительно повышена. В астрономической практике этот метод имеет значение главным образом при испытании небольших выпуклых поверхностей. В этом случае контрольное пробное стекло должно быть вогнутое.

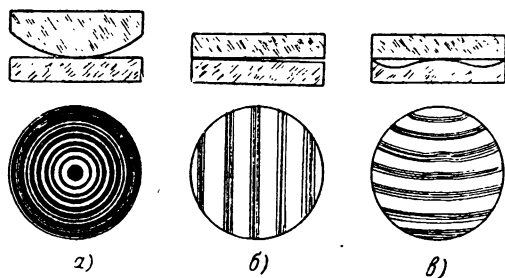


Рис. 29.

Следующий, весьма распространенный способ испытания поверхностей, предложенный Фуко в 1858 г., можно применить к любой вогнутой или выпуклой поверхности, а также к объективу. Особый интерес представляют *анаберрационные поверхности*, которые изображают точку, лежащую на оптической оси, также в виде точки. Для сферического зеркала эти две *сопряженные точки* совпадают и находятся в центре кривизны. Для эллипсоида и гиперboloида эти две точки находятся в их фокусах. Для параболоида одна точка находится в бесконечности, а другая — в главном фокусе. Для плоскости такими точками являются любые две сопряженные точки по обе стороны от плоскости на одном перпендикуляре к ней. Метод носит название *метода точки и ножа*, или *теневого метода*. Он заключается в том, что в одной из сопряженных точек вогнутого зеркала или объектива помещается маленькая (диаметром около 0,1 мм) диафрагма, освещенная сзади лампочкой и служащая светящейся точкой. Тогда во второй сопряженной точке получается изображение светлого отверстия диафрагмы. Рядом с ним располагают лезвие ножа. Если поместить глаз позади этой точки так, чтобы в него попадал весь пучок лучей, то поверхность зеркала покажется сплошь равномерно освещенной. При движении ножа поперек лучей, в момент, когда лезвие проходит через изображение точки, освещенная поверхность зеркала сразу гаснет. При наличии аберраций или при неправильной форме зеркала его поверхность темнеет не сразу и не во всех своих частях, чем и выявляются дефекты фигуры зеркала. Этот метод иллюстрирован рисун-

ком 30, а для сферического зеркала, где  $T$  обозначает светящуюся точку, а  $H$  — нож. Если зеркало имеет правильную форму и светящаяся точка и нож поставлены в нужное положение (близ центра кривизны зеркала), то при движении ножа перпендикулярно к оптической оси зеркало, освещенное точкой, погаснет мгновенно. Для того чтобы установить наличие астигматизма на оси зеркала, необходимо вращать нож во время испытания на  $45^\circ$  и  $90^\circ$ , наблюдая при этом, происходят ли изменения в теневой картине.

Теневой метод был модифицирован Ричи. Для проверки вогнутых параболических зеркал (см. рис. 30, б) нож и светящаяся точка помещаются в фокусе параболоида. Однако дополнительно необходимо большое вспомогательное плоское зеркало (З) высшего качества, которое ставится перпендикулярно к оси параболоида и возвращает лучи обратно; светящуюся

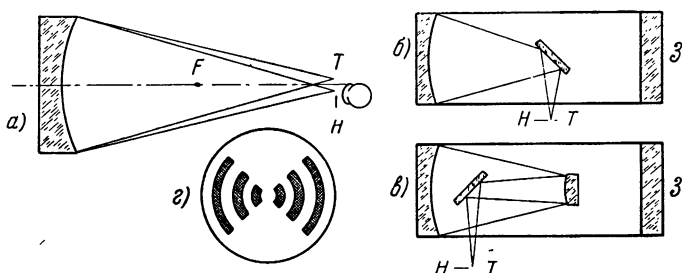


Рис. 30.

точку — диафрагму и нож при этом приходится выносить в сторону при помощи небольшого диагонального зеркала, также хорошего качества. При испытании кассегреновских систем (см. рис. 30, в) нож и светящаяся точка располагаются в фокусе Кассегрена. Для испытания малого выпуклого гиперболического зеркала собирают схему из хорошего параболического, большого плоского и малого диагонального зеркала (см. рис. 29, в), причем наблюдения производят из точки эквивалентного фокуса системы. Схемы подобного типа называются *автоколлимационными*. По такой схеме можно испытать и сложный объектив, если за ним поставить хорошее плоское контрольное зеркало, а наблюдения производить из фокуса объектива. Но автоколлимационный метод неудобен для испытания больших астрономических зеркал, так как требует вспомогательного плоского зеркала того же диаметра, что и испытуемое зеркало. Можно испытание параболоида выполнить и без плоских зеркал: если светящаяся точка находится на расстоянии  $2F$  от зеркала, а зеркало покрыть диафрагмой с отверстиями для разных зон (рис. 30, г), то изображения точки от этих зон будут получаться на разных расстояниях:

$$R = 2F + \frac{y^2}{2F} + \frac{y^4}{16F^3}, \quad (1.21)$$

где  $y$  — радиус зоны. Исследуя зеркало по зонам, мы заметим места на оптической оси, в которых при перемещении ножа данная светящаяся зона зеркала гаснет мгновенно. Отсчеты вдоль оптической оси делаются по микрометру, который связан с ножом. Таким образом можно измерить продольные aberrации зеркала на оси и сравнить их с вычисленными по формуле (1.21).

Теневой метод испытания зеркал был значительно усовершенствован Д. Д. Максutowым. Оказалось, что можно значительно повысить чувствительность этого метода, если светящуюся точку заменить щелью шириной около  $0,01$  мм или еще меньше (*метод щели и ножа*). Точность теневого метода исключительно высока и может быть доведена до  $1/_{60}$  λ, т. е. во много

раз выше, чем в методе пробного стекла. Д. Д. Максutowым был также предложен новый *компенсационный метод* испытания зеркал, пригодный для вогнутых параболоидов, эллипсоидов и гиперболоидов. Этот метод требует дополнительного вогнутого сферического зеркала, но значительно меньшего, чем испытуемое (рис. 31, а). Фотометрическая теневая картина дает представление о форме волновой поверхности, а вместе с тем и о форме поверхности самого зеркала. При этом фотометрическая картина зависит от того, находится ли светящаяся точка или щель со стороны лезвия ножа или с другой стороны его. На рис. 31, б схематически показана теневая картина зеркала, видимая с двойного фокусного расстояния. Такая картина означает, что зеркало имеет форму, отклоняющуюся от сферы по схеме  $b_1$  либо по схеме  $b_2$  (утрировано), в зависимости от того, с какой стороны был введен нож в пучок лучей — справа ( $b_1$ ) или слева ( $b_2$ ). Теневым методом может быть не только визуальным, но и фотографическим. В этом случае непосредственно за ножом устанавливается фотографический аппарат, отфокусированный на испытуемое зеркало. На фотографии получается теневая картина зеркала (или объектива). Светящейся точкой может служить и звезда.

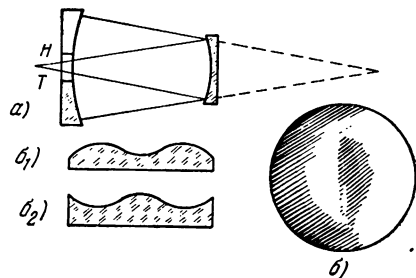


Рис. 31.

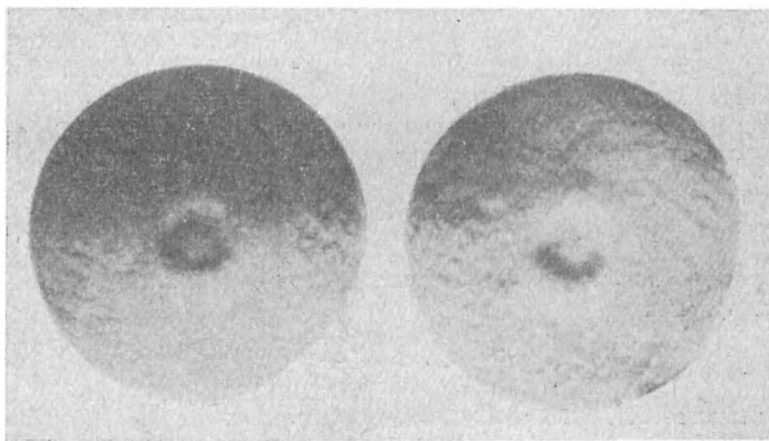


Рис. 32.

Фотография теневой картины весьма плохого объектива Штейхейля (800-мм астрографа Потсдамской обсерватории) воспроизведена на рис. 32. Видна плохая обработка поверхности и большая яма в центре. Для выявления деталей приведены два снимка с разными выдержками.

Одним из распространенных и простых методов, доступных астроному, является *метод окулярного испытания*. Объектив или зеркало испытываются в комбинации с хорошим окуляром. Рассматриваются зафокальная, фокальная и предфокальная картины. Большое значение при этом имеет также и правильная центровка объектива и окуляра. Наиболее же распространенным в астрономии количественным методом проверки зеркал и объективов является *метод Гартмана*. Объектив или зеркало закрывается диафрагмой

имеющей ряд отверстий, расположенных по диаметрам симметрично относительно центра. Сделав зафокальные и предфокальные снимки искусственной или естественной звезды (желательно со светофильтром), мы получим ряд пятен, соответствующих отверстиям диафрагмы (рис. 33, а). Из подобных треугольников (рис. 33, б) получаем

$$A_F = A_1 + \frac{x_1}{x_1 + x_2} (A_2 - A_1),$$

где  $A_F$  — отсчет фокусирующей шкалы для правильного фокуса,  $A_1$  и  $A_2$  — отсчеты шкалы для предфокального и зафокального снимков, а  $x_1$  и  $x_2$  — расстояния между двумя симметричными изображениями отверстий диафрагмы на первом и втором снимке. Этим методом можно получить положение

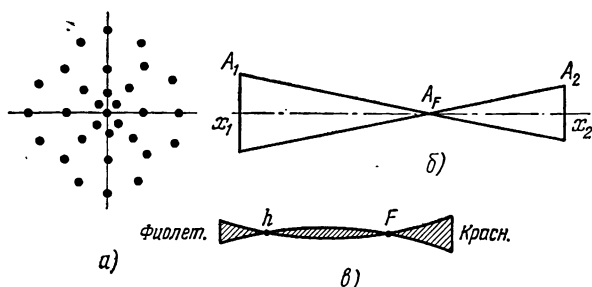


Рис. 33.

фокусов для различных зон объектива  $A_y$ , для различных азимутов  $A_\varphi$  и для различных длин волн  $A_\lambda$ . Первый результат позволит судить о наличии сферической aberrации, второй — об астигматизме (на оси) данного объектива или зеркала, а третий — о хроматической aberrации.

Сферическую aberrацию принято характеризовать так называемой *технической по-*

стоянной  $T$ , которая представляет собой средний взвешенный по зонам диаметр кружка рассеяния, полученный от бесконечно удаленной точки из-за наличия остаточной сферической aberrации. Этот диаметр, выраженный в долях фокусного расстояния, для данной зоны равен

$$2\rho_y = 2y \frac{\Delta F}{F},$$

где  $y$  — радиус зоны. Диаметр кружка рассеяния, взвешенный по зонам, выразится формулой

$$2\rho = \frac{2\Sigma y \rho_y}{\Sigma y}$$

или в сотысячных долях фокусного расстояния:

$$T = 2\rho \frac{100\,000}{F} = \frac{200\,000}{F^2} \cdot \frac{\Sigma y^2 \Delta F}{\Sigma y}.$$

В секундах дуги диаметр кружка рассеяния будет

$$2\rho'' = 2''06 T.$$

Объектив или зеркало считается отличным, если  $T < 0,5$ , хорошим, если  $0,5 < T < 1,5$  и удовлетворительным, если  $1,5 < T < 2,5$ .

В табл. III приведены технические постоянные  $T$  для ряда известных объективов и зеркал.

Для изучения зависимости  $F$  от длины волны света  $\lambda$  необходимо производить фотографии с весьма узким светофильтром (например, с отражательно-интерференционным) или со спектрографом с широкой щелью в фокусе объектива рефрактора. При этом спектр будет выглядеть, как показано на

ТАБЛИЦА III

| Обсерватория            | D, см | T    | Обсерватория           | D, см  | T         |
|-------------------------|-------|------|------------------------|--------|-----------|
| Объективы<br>2-линзовые |       |      | Тессар                 |        |           |
| Йеркс . . . . .         | 102   | 0,16 | Крым . . . . .         | 20     | 1,22      |
| Пулково . . . . .       | 82    | 0,22 | Зеркала                |        |           |
| Потсдам . . . . .       | 80    | 0,34 | Лика . . . . .         | 305    | 1,10—0,17 |
| Пулково . . . . .       | 76    | 0,18 | Техас . . . . .        | 210    | 0,05      |
| Вена . . . . .          | 68    | 0,46 | Торонто . . . . .      | 188    | 0,20      |
| Берлин-Бабельсберг      | 65    | 0,22 | Виктория . . . . .     | 184    | 0,12      |
| Абастумани . . . . .    | 40    | 0,17 | Делавэр . . . . .      | 172    | 0,14      |
| » с корр.<br>линзой     | 40    | 0,63 | Симеиз . . . . .       | 100    | 0,10      |
| Пулково . . . . .       | 38    | 0,33 | Милан-Мерате . . .     | 100    | 0,14      |
| Пулково . . . . .       | 33    | 0,11 | Икль . . . . .         | 100    | 0,25      |
| Потсдам . . . . .       | 33    | 1,30 | Зеркально-<br>линзовые |        |           |
| Объективы<br>4-линзовые |       |      | Абастумани . . . . .   | 70/100 | 0,41      |
| Абастумани № 1 . .      | 20    | 1,03 |                        |        |           |
| » № 2 . . . . .         | 20    | 0,31 |                        |        |           |

рис. 33, в, если щель находится в фокусе лучей спектральных линий F и h, для которых исправлена хроматическая аберрация (соответственно фотографической коррекции).

При наличии астигматизма на оси сечение конуса лучей есть эллипс. Положение фокуса для двух азимутов, отличающихся на  $90^\circ$ , выразится следующими формулами:

$$A_{y, \varphi} = A_{y, \varphi_0} + a \sin^2(\varphi - \varphi_0),$$

$$A_{y, \varphi+90^\circ} = A_{y, \varphi_0} + a \cos^2(\varphi - \varphi_0).$$

Их полусумма (среднее) такова:

$$\frac{1}{2} (A_{y, \varphi} + A_{y, \varphi+90^\circ}) = A_{y, \varphi_0} + \frac{a}{2} = A_y,$$

и разность

$$\Delta A_{y, \varphi} = A_{y, \varphi} - A_y = -\frac{a}{2} \cos 2(\varphi - \varphi_0).$$

Отсюда получаем

$$x \cos 2\varphi + y \sin 2\varphi + \Delta A_{y, \varphi} = 0,$$

где

$$x = \frac{a}{2} \cos 2\varphi_0, \quad y = \frac{a}{2} \sin 2\varphi_0.$$

Зная  $\Delta A_{y, \varphi}$  и  $\varphi$ , можно решить это уравнение по способу наименьших квадратов и определить  $x$  и  $y$ , а следовательно, и  $a/2$ . Последняя величина и характеризует астигматизм на оси. Например, для фотографического объектива пулковского нормального астрографа, для самой внутренней зоны:  $a/2 \geq 0,14$  мм, а для внешних зон  $a/2 \geq 0,02$  мм.

В настоящее время для исследования качества оптических систем вместе с приемником излучения используется ряд более точных методов. Кратко опишем один из них — метод частотно-контрастных характеристик (ЧКХ). Фотографируя оптической системой бесконечно узкую светящуюся

линию, мы получим в изображении размытую полоску с распределением яркости  $I(y)$ , где  $y$  — расстояние от ее центра. Эта функция называется *функцией рассеяния линии*; она предполагается четной и нормируется. С той же оптической системой фотографируется самосветящаяся мира с синусоидальным распределением яркости:

$$B = B_0 [1 + A \cos(2\pi Nz)],$$

где  $A$  — амплитуда,  $N$  — пространственная частота (*штр/мм* или, иначе *лин/мм*),  $z$  — линейная координата (перпендикулярная к штрихам). По отдельным полям мира варьирует число  $N$  *лин/мм*, а также их ориентация по углу. В изображении получается «ответ», системы в виде некоторой функции  $S(x)$ , которая выражается так:

$$S(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} L(y) B(x-y) dy = B_0 [1 + AK(N) \cos(2\pi Nx)].$$

Здесь функция

$$K(N) = \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(2\pi Ny) L(y) dy$$

и есть ЧКХ. Мы видим, что изображение мира остается также синусоидальным, но с меньшей амплитудой  $AK(N)$ , ибо обычно  $K(N) < 1$ . «Контраст» в изображении штрихов мира будет

$$C = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}}$$

и он будет меньше контраста самой мира  $C_0$ . Сравнивая  $C$  и  $C_0$ , можно вынести суждение о качестве оптической системы + фотопластинка. Исследуя функцию рассеяния самой фотоэмульсии, можно получить данные о качестве собственно оптической системы. На графиках  $K(N)$  наносится по ординате, а  $N$  — по абсциссе. Такие графики дают возможность предсказать вид различных изображений и их качество.

В заключение остановимся на исследовании неоднородностей оптического стекла. В стекле бывают *плавные неоднородности*, занимающие большие объемы; коэффициент преломления в них изменяется заметно, но плавно. Это весьма неприятные дефекты. Резкие неоднородности с сечением в 10—15 *мм* называются *жилами*. Неоднородности в виде изогнутых нитей с сечением до 2 *мм* — *свилы* — действуют как цилиндрические линзы. Бывают и свилы-границы. Нередки неоднородности в виде *пузырьков*, которые уменьшают количество света, прошедшего через объектив. В нормальных условиях хорошее стекло является изотропным аморфным веществом, и двойное лучепреломление в нем не наблюдается. Однако если стекло плохо отожжено или неправильно зажато в оправе, то появляется *двойное лучепреломление*. Оно хорошо видно, если стекло, освещенное поляризованным светом, рассматривать через николю, ориентированный соответствующим образом. Плавные неоднородности и плохой отжиг могут быть в пределах  $\Delta n \approx 2 \cdot 10^{-6}$  и меньше, в зависимости от толщины стекла. Для обнаружения этих неоднородностей употребляется схема, изображенная на рис. 34, а. Плоская отполированная заготовка 3 помещается между двумя объективами Л в параллельном пучке и рассматривается либо изображение точки через окуляр либо теневая картина без окуляра. Просмотр стекла на внутренние напряжения (качество отжига) может быть выполнен по схеме, показанной на рис. 34, б, где П — поляризатор, А — анализатор, а Л — испытываемая



линза; глаз помещается за анализатором, а источник — перед поляризатором. Этот просмотр делается между двумя скрещенными николями (или поляроидами).

Перечисленные дефекты оптики, вызванные недостаточно строгой горячей обработкой стекла, вносят некоторую размытость в изображения звезд, даваемые объективами и зеркалами. В случае зеркал все эти дефекты, за исключением внутренних натяжений, не имеют практического значения. Более существенную роль играют дефекты, обусловленные несовершенством поверхности оптики. Рэлей установил уже упоминавшийся критерий, по которому возмущение волнового фронта не должно превышать  $\frac{1}{4}\lambda$ ; тогда реальные изображения практически мало отличаются от идеальных. Отсюда следуют основные требования, которые предъявляются к качеству поверхности оптики — зеркальной или линзовой, в различных комбинациях. В случае зеркала дефекты

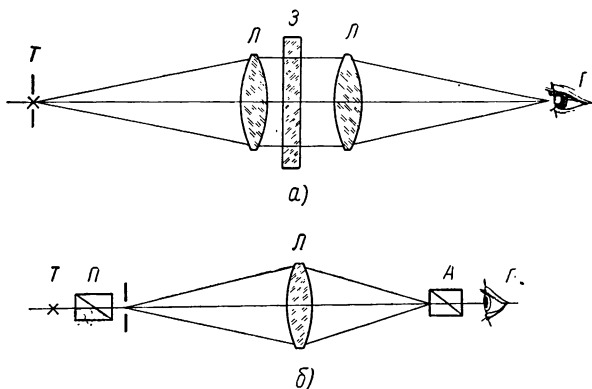


Рис. 34.

поверхности действуют на волны вдвойне, поэтому эти дефекты не должны превосходить  $\frac{1}{8}\lambda$ . Указанные требования можно вкратце сформулировать так:

- 1) одиночные зеркала — точность поверхности  $\frac{1}{8}\lambda$ ;
- 2) два зеркала — точность поверхности  $\frac{1}{16}\lambda$  для каждого;
- 3) преломляющая поверхность воздух—среда — точность  $\lambda/4 (n-1)$ ;
- 4) одиночная линза — точность каждой поверхности  $\frac{1}{4}\lambda$ ;
- 5) двухлинзовый объектив (несклеенный) — точность каждой поверхности  $\frac{1}{8}\lambda$ ;
- 6) склеенный объектив — точность наружных поверхностей  $\frac{1}{4}\lambda$  для каждой, а точность внутренних (склеенных) поверхностей не так существенна;
- 7) контрольное зеркало — точность поверхности  $\frac{1}{20}\lambda \div \frac{1}{50}\lambda$ .

**§ 8. Основные типы астрономических объективов для линзовых телескопов.** В зависимости от конструкции объектива, с ним может быть решена та или иная задача.

а) **Д в у х л и н з о в ы е о б ъ е к т и в ы.** В этом классе объективов есть много разновидностей, в зависимости от сортов и кривизны стекол (рис. 35). Используются конструкции как по схеме «крон впереди», так и «флинт впереди». Пожалуй, наилучшей является конструкция, аналогичная объективу Фраунгофера (кроновая линза спереди). В этом объективе толщина линз невелика, и он не очень чувствителен к децентрировке. У него, наряду с хроматической аберрацией положения и сферической аберрацией, исправлена кома, а также и дисторсия. Астигматизм и кривизна поля не исправлены. Рабочее поле до  $1-2^\circ$ . Перечисленные качества объектива делают его пригодным для фотографических наблюдений в астрометрических целях. Несколько видоизмененные объективы подобного типа употребляются в нормальных астрографах ( $D=330$  мм,  $F/10$ ).

Для визуальных наблюдений и в больших рефлекторах употребляются объективы Кларка (рис. 35, е). Этот тип объективов выгоден исключительно из практических соображений (быстрого уравнивания температуры

и легкой протирки внутренних поверхностей линз). Объектив невыгоден в отношении аберрации хроматизма увеличения. Подобными объективами оснащен ряд обсерваторий: Пулковская ( $D=760$  мм,  $F/18,5$ , ныне не работает), Ликская ( $D=916$  мм,  $F/20$ ) и Йерксская ( $D=1020$  мм,  $F/19,4$ ). Они изготовлены А. Кларком в 1884—1896 гг. Аналогичный объектив ( $D=820$  мм,  $F/13$ ) из отечественного стекла для фотографических целей был изготовлен у нас в Государственном оптическом институте под руководством Д. Д. Максудова для Пулковской обсерватории. Отметим, что поверхности всех указанных объективов являются сферическими. Переходя к асферическим поверхностям (путем ретуши), можно значительно улучшить остаточную сферическую аберрацию для некоторых длин волн, однако основные недостатки объектива — вторичный спектр, сферохроматическая аберрация и астигматизм — от этого не изменятся.

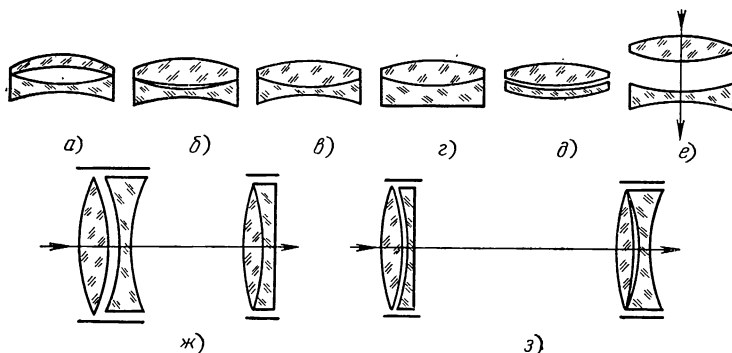


Рис. 35.

Совершенно обособленно от класса двухлинзовых объективов стоит *дублет Петцваля* (1840 г.) — двухкомпонентный четырехлинзовый объектив (рис. 35, ж). Это был первый фотографический объектив, рассчитанный теоретически первоначально как портретный. Но затем, с небольшими изменениями, он вошел в астрономическую практику как астрографический объектив, состоящий из двух двухлинзовых компонентов (рис. 35, з). Первая и последняя линзы сделаны из крона, а две внутренние — из флинта. Существует много разновидностей этого типа объективов. В нем исправлены все аберрации, кроме астигматизма, который все же уменьшен. При малых относительных отверстиях ( $F/7 - F/10$ ) он обеспечивает поле  $5-10^\circ$  в зависимости от поставленных требований. В центре поля изображения значительно лучше, чем на краях, даже недалеко от оси. Вторичный спектр заметен. Характерный представитель объектива этого типа — бредихинский астрограф ( $D=170$  мм,  $F/4,7$ ), широко использовавшийся ранее в Пулковской обсерватории.

б) Трехлинзовые объективы. Уже со старыми стеклами оказалось возможным рассчитать трехлинзовые объективы. Однако практическое изготовление объективов этого класса стало возможным лишь после появления новых сортов стекла. Такие объективы были апохроматами, полностью ахроматизованными для трех длин волн при относительном отверстии до  $1/15$ . Примером может служить тройной апохромат В по каталогу фирмы Цейса (рис. 22). Вторичные спектры примерно в 10 раз меньше вторичных спектров ахроматов. Значительно более пригодными, в частности, для задач астрофизики, оказались трехлинзовые объективы (триплеты) с большими воздушными промежутками между линзами. В 1894 г. Д. Тейлор рассчитал такой объектив. Две внешние линзы сделаны из стекла, близкого

к крону (сейчас из баритовых кронов), а средняя линза — из флинта (рис. 36). Объективы этого типа начала изготавливать фирма Кука в Англии, почему иногда их называют *триплетами Кука*. Эти объективы относятся к типу анастигматов. В них достаточно хорошо исправлены все аберрации, хотя некоторый остаточный астигматизм еще имеется. Рабочее поле для фотографических работ достаточно велико и при относительных отверстиях  $1/5—1/7$  доходит до  $20—30$  кв. градусов, в зависимости от требований. Правда, это достигается за счет ухудшения изображений в центре поля зрения (большая остаточная сферическая аберрация). В несколько измененном виде триплеты изготавливались фирмой Цейса. Характерным представителем этого вида триплетов был фотографический объектив ( $D=140$  мм,  $F/5$ ) Кучинской обсерватории (близ Москвы), исследованный В. Г. Фесенковым. Для этого объектива разница фокусов между красными и синими лучами составляет для центра поля  $2,5$  мм, а между зелеными и синими  $0,75$  мм. Потеря света у него оказалась всего лишь  $0^m,6$ .

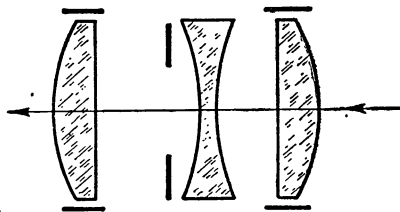


Рис. 36.

Если не стремиться получить фотографические триплеты с большими диаметрами, а только с большими рабочими полями и большими относительными отверстиями, то можно достигнуть значений  $A \approx 0,6 \div 1,0$  (!).

Отметим, что  $A=0,5$  является теоретическим пределом для объективов без иммерсии. Упомянутые специальные триплеты — апохроматы имеют большие кривизны поверхностей линз и потому весьма чувствительны к механическим и термическим деформациям. Они легко могут при этом децентрироваться, а их юстировка под силу лишь искусным оптикам. Д. С. Волосовым в СССР были рассчитаны весьма светосильные триплеты с  $A \approx 1:1$  при поле до  $5^\circ$ , но их диаметры не могут быть большими по чисто техническим соображениям.

в) Четырехлинзовые объективы. Дальнейшее усовершенствование объективов пошло по направлению усложнения триплетов. При этом удваивалась одна из их линз. Таковы, например, анастигматы «Унар»

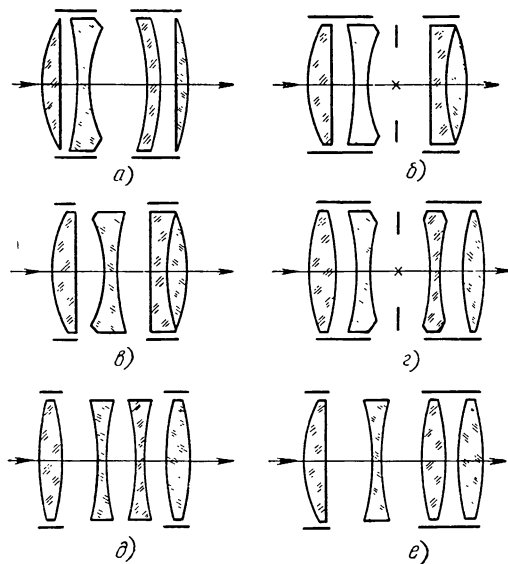


Рис. 37.

Цейса (рис. 37, а) и «Тессар» Рудольфа (рис. 37, б). Затем, в 1904 г. по расчету Вандерслеба появился «Астротессар» ( $F/5$ , рис. 37, в), который и совершенствовался в последующие годы. В СССР этот тип объектива имеет марку «Индустар» (рис. 37, г). Особенно подходящим для астрономии оказался объектив «Индустар-17» ( $D=100$  мм,  $F/5$ ). Удвоение средней, отрицательной линзы триплета привело к созданию новых типов объективов. Таков, например, объектив типа «Дагмар» Герца (в США «Ортагоз»), типа Росса (рис. 37, д). Оба эти объектива нашли широкое применение в астрономии.

В частности, с объективом *Росса* построен для Ликской обсерватории двойной фотовизуальный и фотографический астрограф ( $D=500$  мм,  $F/7$ ) с рабочим полем  $7^\circ \times 7^\circ$ , дающий весьма четкие изображения звезд, и с большой разрешающей силой. Однако, как и во всех описанных выше объективах, основной помехой здесь является вторичный спектр. В Пулковской обсерватории также имеется двойной астрограф с фотографическими объективами *Росса* ( $D=10$  см,  $F/7$ ). Все перечисленные фотографические объективы, предназначенные для астрономических целей, имеют обычно сравнительно небольшие диаметры и рассчитываются для относительных отверстий  $1/5-1/7$  и реже  $1/3$ . Триплет с раздвоенной последней линзой —

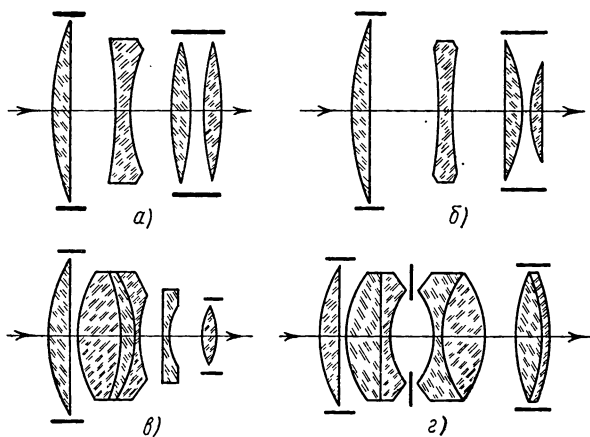


Рис. 38.

четыrehлинзовый анастигмат (рис. 37, е) — широко применяется в астрономии. Его диаметры в пригодных для работы экземплярах доходят до 400 мм при относительном отверстии  $1/5$  (следовательно,  $F \approx 2$  м и поле в  $10-15^\circ$ ). Четыrehлинзовый объектив Цейса (Зонненфельда) при  $F/5$  и  $D=400$  мм имеет дисторсию на краю меньше 0,02%. Остаточная сферическая aberrация порядка 1 мм, однако ретушь одной из поверхностей значительно уменьшает ее. Четыrehлинзовые объективы имеются в СССР на Абастуманской

обсерватории ( $D=200$  мм,  $F/5$ ) и в Крыму ( $D=400$  мм,  $F/5$ ).

г) Многолинзовые светосильные объективы. С дальнейшим усложнением триплета, после появления новых сортов стекла, удалось рассчитать и более светосильные объективы типа «Тахар» и «Пантахар» (рис. 38, а и б). В светосильных объективах «Эрностар» и «Биотар» (рис. 38; в и г), «Экспресс» *Росса* и др. удалось достигнуть относительных отверстий  $1:3,0-1:1,4$ , при поле  $5-10^\circ$  и более. Однако увеличение светосилы неизменно шло за счет уменьшения фокусного расстояния объективов. В еще более светосильных объективах, типа микроскопических, удалось достигнуть почти предельного относительного отверстия  $1:0,6$ , а в иммерсионных объективах даже  $1:0,36$ . Но эти объективы имеют небольшие рабочие отверстия (около 50 мм) и употребляются лишь в спектрографах в качестве объективов камер. Для той же цели употребляются теперь и некоторые зеркально-линзовые системы (например, камера Шмидта), описанные в § 10. М. М. Русиновым были рассчитаны объективы «Русары» с очень большим полем, до  $120^\circ$  и более, при  $A=1/6-1/8$ . Естественно, что фокусные расстояния при этом небольшие, ибо в противном случае размеры фотопластинок будут совершенно неприемлемыми.

д) Сравнительные данные об aberrациях некоторых известных объективов. На рис. 39 мы приводим данные об остаточных сферических aberrациях известных больших объективов. Видно плохое качество потсдамского объектива ( $D=80$  см): при первой ретуши (I) была плохая краевая зона, а при третьей (III) — центральная. Фокограмма, изображенная на рис. 32, соответствует этому случаю. Из рис. 39 видно отличное качество пулковского объектива ( $D=76$  см), монтаж которого погибла во время войны в 1941 г. Астигматизм на оси у этого объектива

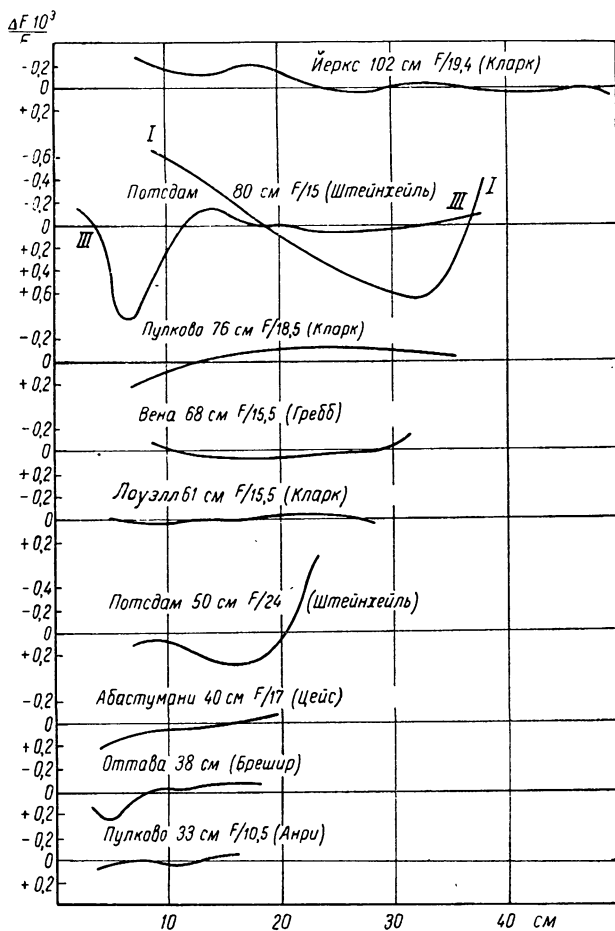


Рис. 39.

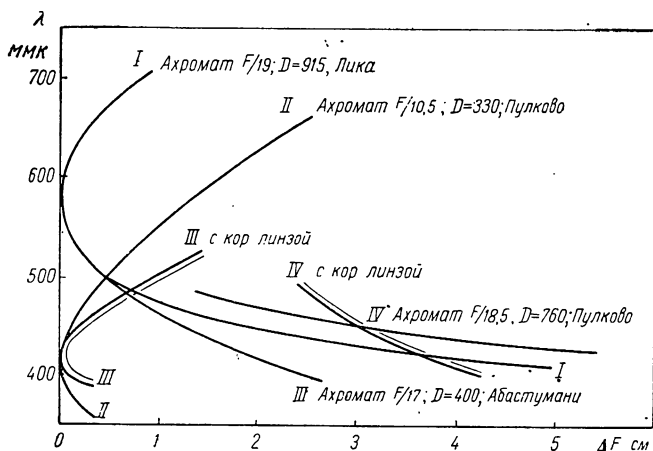


Рис. 40.

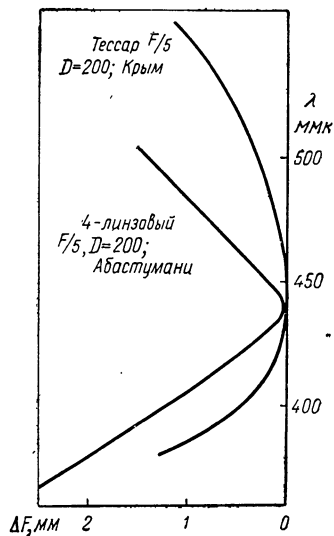


Рис. 41.

также сравнительно мал. На рис. 40 и 41 приведены данные об остаточных хроматических aberrациях известных объективов. На рис. 40 хорошо видно, что введение афокальной коррекционной линзы исправляет хроматическую кривую визуального объектива, делая его годным для наблюдений в фотографических лучах (объективы III и IV, двойные кривые).

е) **Центрировка объективов** означает совмещение оптических осей всех линз (и зеркал, если они введены в конструкцию). Плохая центрировка объективов как в оправе, так и по отношению к центру поля приводит к заметному искажению изображений звезд. Расстояния между компонентами объектива так же должны быть выверены.

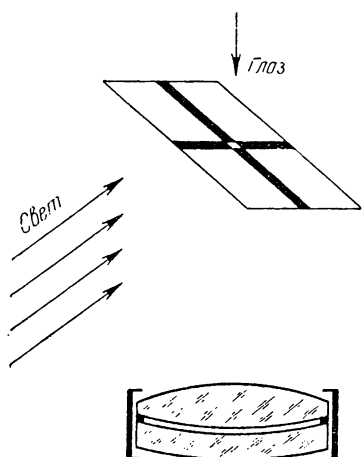


Рис. 42.

Центрировка линз объектива в оправе в принципе проста, но требует большого искусства. Ее можно осуществить, например, по схеме, предложенной Д. Д. Максотовым (рис. 42). Монохроматический свет от какого-либо источника падает на белый экран, наклоненный на  $45^\circ$  к оптической оси объектива. Экран имеет со стороны объектива жирный крест с отверстием в центре. Наблюдая через это отверстие поверхность объектива, можно увидеть систему колец Ньютона (если линзы несклеены) и изображения креста экрана, отраженные от различных поверхностей линз. При совпадении изображений креста друг с другом глаз будет находиться на оптической оси объектива. В этот момент кольца Ньютона должны быть концентрическими кругами с центром в центре креста. В противном случае линзы надо центрировать.

Для этого часто бывает достаточно подшабрить лезвием бритвы станионные прокладки между линзами (которые обычно вводятся в конструкцию средних астрообъективов) и добиться совпадения указанных центров.

Для юстировки оси объектива по отношению к центру поля камеры или по отношению к окуляру можно воспользоваться автоколлимационным методом. Для этого в фокальной плоскости объектива в центре поля камеры или окуляра помещается маленькая лампочка и наблюдается ее отражение от всех поверхностей линз. Изменяя наклон объектива по отношению к трубе, добиваются совмещения лампочки и ее изображений. Этот метод особенно удобен для короткофокусных камер. Юстировку длиннофокусных объективов лучше выполнять по яркой звезде при хороших атмосферных условиях, приведя ее в центр поля и наблюдая качество ее изображения в окуляр при среднем увеличении. При неправильном наклоне объектива по отношению к окуляру в фокусе вместо звезды будет наблюдаться картина, аналогичная изображенной на рис. 43, а. Предфокальные и зафокальные изображения будут иметь форму неправильных овалов (рис. 43, б) с концентрацией света около более острого конца. Край объектива, лежащий со стороны этого конца, надо отдалить от окуляра (или приблизить противоположный). Эта операция повторяется затем с более сильным окуляром. Таким путем добиваются, чтобы изображения были правильной формы.

Рефлектор по схеме Ньютона или в прямом фокусе лучше всего центрировать в окуляр по звездам. При плохой центрировке зеркала звезда в фокусе будет выглядеть в виде кометы даже в центре поля. Для этой цели удобна Полярная звезда, так как телескоп при ее наблюдении перемещается мало. Однако для устранения гнутя лучше взять зенитную звезду. В телескопах

Кассегрена и других сложных системах центрировка второго зеркала делается также по звездам. Отметим, что ввиду различных коэффициентов расширения материала линз и зеркал, с одной стороны, и оправы объектива или зеркала — с другой, линзы и зеркала в больших телескопах не закрепляются в оправе наглухо, а имеют некоторый зазор, в связи с чем при перекладке инструмента наблюдается небольшое перемещение линз и зеркал в оправе телескопов. Центрировку линз больших объективов в оправе также можно проверить по зенитной звезде. Если одна из линз (кроновая или флинтсовая) сдвинута по отношению к другой, положение которой уже выверено, то в фокальных изображениях звезды в центре поля окуляра мы обнаружим заметный спектр: с одной стороны будет больше красного, а с другой — больше фиолетового цвета. В этом случае кроновую линзу надо сместить в сторону, где наблюдается красный цвет.

#### ж) Фокусировка объективов.

В астрономической практике для фокусировки объективов наблюдают или фотографируют предфокальные и зафокальные изображения звезд. Положение наилучшей фокусировки определяется по виду изображений и распределению яркости в них. Если нас интересует только центр поля, положение наилучшей фокусировки будет иное, чем для случая, когда требуется большое рабочее поле зрения. Положение наилучшей фокусировки заметно изменяется также в зависимости от того, в какой области длин волн будет работать инструмент, от его диафрагмирования и т. д.

з) Некоторые типы окуляров. Одиночная окулярная линза имеет большие аберрации. Они значительно уменьшаются уже в окуляре, состоящем из двух положительных линз. Первая линза помещается близко к фокальной плоскости объектива телескопа и почти не изменяет ни положения, ни размера изображения, но «сжимает» пучок света, посылая его на вторую

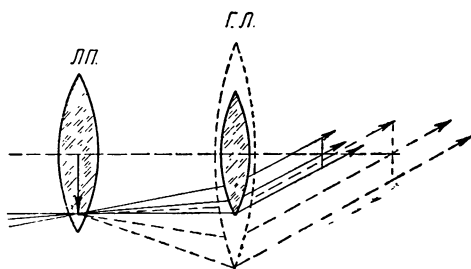
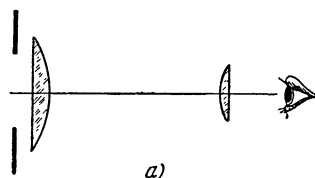
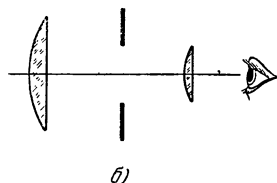


Рис. 44.



а)



б)

Рис. 45.

линзу меньшего диаметра. Из второй линзы лучи от каждой точки предмета выходят параллельными пучками и попадают в зрачок глаза. Первая линза называется *линзой поля*, а вторая — *глазной линзой*. Роль, которую выполняет линза поля, показана на рис. 44, где обозначены: Л. П. — линза поля и Г. Л. — глазная линза. Прерывистыми линиями показан ход лучей в окуляре из одиночной линзы и ее размеры в этом случае. Недостаток этого типа окуляра заключается в том, что все дефекты на поверхности

а)



б)

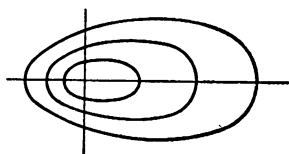


Рис. 43.

линзы поля видны в увеличенном виде. Для устранения его линза поля ставится не точно в фокальной плоскости объектива.

Основные типы окуляров — это *окуляры Рамсдена* (рис. 45, а) и *окуляры Гюйгенса* (рис. 45, б). Первый тип окуляра называется *положительным*; если  $F_1$  и  $F_2$  — фокусные расстояния линз, а  $d$  — расстояние между ними, то отношение  $F_1 : d : F_2 = 3 : 2 : 3$ . Второй тип окуляра называется *отрицательным*. В нем отношение  $F_1 : d : F_2 = 3 : 2 : 1$ . Первый тип окуляра употребляется для измерительных целей, а второй — для визуального обозрения неба. Такое разделение задачи вызвано тем, что передний фокус окуляра Рамсдена лежит перед первой линзой, где и помещается измерительная сетка. В окуляре Гюйгенса этот фокус находится между линзами, где расположение сетки невыгодно из-за влияния аберраций линзы поля. Из более сложных окуляров следует упомянуть *окуляр Кельнера*, у которого глазная линза склеена из двух, что позволяет уменьшить его аберрации.

**§ 9. Основные типы астрономических зеркал и их комбинаций.** Исторически сложилось так, что основным типом астрономического зеркала оказалось параболическое. И действительно, это зеркало является безаберрационным для удаленной точки на оси. В астрономии обычно употребляются большие зеркала, примерно  $F/5$ . Они отклоняются от сферы того же радиуса, касательной при вершине, всего лишь на 8—40 мк при диаметрах от 1 до 5 м, от ближайшей же сферы уклонения составляют от 2 до 10 мм для тех же диаметров. У параболического зеркала при удалении от оптической оси аберрации (особенно кома) быстро растут, о чем уже говорилось: при обычных относительных отверстиях параболических зеркал телескопов  $F/5$  для угла, большего, чем  $0',3$  от оптической оси, и для  $D = 1$  м кома уже начинает искажать вид визуального дифракционного изображения звезды. С увеличением относительного отверстия или с увеличением диаметра зеркала этот угол быстро уменьшается. Однако указанный предел несколько увеличивается с учетом качества изображений (диска дрожания) вследствие волнения земной атмосферы. Обычно считается, что при средних условиях и в местах со средним качеством изображений диск дрожания составляет  $2''$ . В этом случае предельные углы, при которых изображения еще не искажены аберрациями наклонных пучков, составляют:

| Относительное отверстие | $F/3$ | $F/5$ | $F/15$ |
|-------------------------|-------|-------|--------|
| Предельный угол         | $1'$  | $5'$  | $30'$  |

С уменьшением относительного отверстия до  $F/15$ — $F/20$  полезный поперечник поля параболического рефлектора становится сравнимым с двухлинзовым ахроматом. При фотографических наблюдениях предельные углы поля зрения параболического зеркала диктуются разрешающей силой фотопластинки, и допуски на аберрации не так строги. Поэтому диаметр еще приемлемого рабочего поля оказывается несколько больше, например, для 1,5-м телескопа ( $F/5$ ) — до  $1'38''$  (т. е. 84 мм), а при более тонких работах, с более мелкозернистыми эмульсиями, — до  $15'$  (33 мм). Для исправления аберраций поля параболического зеркала Росс предложил применять *афокальную коррекционную систему* из двух линз перед фокусом главного зеркала. Такая система расширяет рабочее поле рефлекторов в 20—30 раз. Однако остается неисправленным астигматизм и в линзах теряется много света, до  $0'',25$ . Применяется также трехлинзовый корректор Винне, дающий лучшую компенсацию аберраций, и другие корректоры.



Комбинируя главное параболическое вогнутое зеркало с выпуклым гиперболическим небольших размеров, можно значительно увеличить эквивалентное фокусное расстояние с одновременной компенсацией сферической aberrации. Обычно приняты эквивалентные относительные отверстия до  $1/15$  (как и у рефракторов), но длина тубуса при этом меньше фокусного расстояния главного зеркала. Эта система была предложена еще в XVII в. Кассегреном. Дальнейшие исследования показали, что в ней исправлена только сферическая aberrация, но остается заметная кома, возросшая кривизна поля, астигматизм и дисторсия.

На рисунке 46 изображены схемы различных систем зеркальных телескопов.

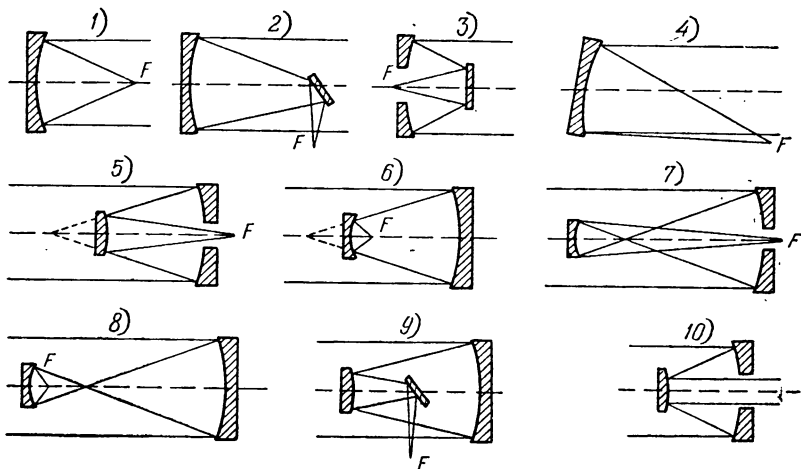


Рис. 46.

1. Системы, состоящие из одного зеркала параболической формы и любого количества плоских зеркал, называются *простыми*. Таковы:

- 1) система с прямым (главным) фокусом,
- 2) система Ньютона (1670),
- 3) система кольцевого телескопа Грегори (1672),
- 4) система Ломоносова (1762)—Гершеля (1789), внецентричная. Далее

следуют *сложные системы* из двух зеркал — главного вогнутого и вторичного вогнутого или выпуклого, а также, возможно, ряда плоских зеркал. В квадратных скобках приведены имена авторов, которые предложили видоизменения указанных систем для получения апланатических телескопов.

2. *Предфокальные системы* (второе зеркало перед фокусом главного):

5) система Кассегрена (1672) [Кретъен (1922)], удлиняющая фокус;

6) система Шварцшильда (1905), укорачивающая фокус.

3. *Зафокальные системы* (второе зеркало за фокусом главного):

7) система Грегори (1663) [Максутов (1924)], удлиняющая фокус;

8) система Максудова (1924), укорачивающая фокус.

4. Частными случаями являются:

9) предфокальная система Нэсмита (1850); это видоизменение системы Кассегрена при отсутствии отверстия в главном зеркале и при необходимости направить пучок лучей в ось склонений (фокус Нэсмита) или, посредством двух плоских зеркал, в полярную ось (фокус куда) — при вилочной монтировке;

10) *афокальная система* ( $F_{\text{экр}} = \infty$ ) Мерсена (1636).

Итак, «классические» зеркальные телескопы, т. е. телескопы с главным зеркалом параболической формы, имеют весьма ограниченное поле зрения в основном из-за aberrации комы. Еще в 1905 г. Шварцшильд сделал первые расчеты зеркального телескопа с исправленной комой. Первый апланатический телескоп был рассчитан им по схеме предфокальной, укорачивающей системы. Фотографическая пластинка расположена между зеркалами. Главное зеркало — вогнутое гиперболическое, а вторичное вогнутое — сплюснутый сфероид. В этой системе астигматизм меньше в 2,5 раза, чем у параболического зеркала (за счет некоторого ухудшения изображения в центре), плоское поле зрения до  $3^\circ$ . Кружок рассеяния на краю поля ( $w=1^\circ,5$ ) порядка  $18''$  при  $F/3$ . Для параболического зеркала, при том же значении  $F/3$ , эта величина больше в 8—10 раз. Но все преимущества телескопа как апланатического могут быть сведены на нет гнутием трубы и децентрировками зеркал. К основным недостаткам этой системы следует отнести трудности, которые возникают при изготовлении и контроле необходимых зеркал сложной формы.

Апланатическая система Ричи—Кретьена похожа на систему Кассегрена, но главное зеркало у нее несколько уклоняется от параболоида, а вторичное, соответственно, от гиперболоида, так что это дает возможность исправить сферическую aberrацию и кому. Например, при  $D=1,5$  м и  $F/8,3$  (что выгодно, согласно И. Боуэну, для достижения большей предельной звездной величины) рабочее поле получается около  $1^\circ$ , у обычной же системы Кассегрена оно порядка  $0^\circ,3$  при том же допуске  $\sim 2''$ . Однако требования к сохранению во время работы центрировки зеркал в системе Ричи—Кретьена исключительно высоки. Кроме того, в этой системе прямой фокус, естественно, не может быть использован. Несмотря на это, такие телескопы сейчас являются исключительно популярными среди астрономов. В них не исправлены астигматизм и кривизна поля, что заставляет работать на изогнутых пластинках или употреблять линзу Пиацци—Смита (эта линза устанавливается непосредственно перед фокусом и устраняет кривизну поля благодаря соответствующему подбору кривизны самой линзы). Система имеет конструктивное преимущество, ибо в ней эквивалентное фокусное расстояние, как и в Кассегреновской, значительно больше длины тубуса (трубы). Телескоп по этой системе был построен впервые Ричи для Морской обсерватории в Вашингтоне ( $D=1000$  мм,  $F/6,8$ ; в настоящее время он переделан и перенесен в другое место). Эта система может употребляться, когда нужны умеренные относительные отверстия при больших масштабах снимков, а система Шварцшильда — наоборот.

В 1926 г. Кудер улучшил систему Шварцшильда ( $F/3$ ), исправив в ней, наряду с комой и сферической aberrацией, также и астигматизм. При этом оказалась неисправленной кривизна поля. Но последний недостаток устраняется, как указано выше, линзой Пиацци—Смита или применением изогнутых фотопленок. Д. Д. Максудов предложил зафокальную удлиняющую систему. В ней оба зеркала — эллипсоиды вращения, что удобно для изготовления и контроля. В системе исправлены все aberrации, кроме астигматизма. Последний — того же порядка, что и у одиночного параболического зеркала. Телескопы этой системы были изготовлены (по несколько видоизмененной схеме) для Бюраканской и Душанбинской обсерваторий. У Бюраканского телескопа  $D=400$  мм,  $F/3,4$ . Он весь был изготовлен отечественным предприятием в мастерских Ленинградского университета.

Как уже указывалось, в классических системах полезное поле ограничено комой, а в апланатических — астигматизмом, что менее опасно. Весьма глубокое изучение апланатических систем было выполнено Д. Д. Максудовым, который выяснил, что: 1) предфокальные апланатические системы требуют гиперболической формы главного зеркала; 2) зафокальные апланатические

ТАБЛИЦА IV

| Обсерватория                                                          | D, см     | Относительные отверстия                     |                                         |           |
|-----------------------------------------------------------------------|-----------|---------------------------------------------|-----------------------------------------|-----------|
|                                                                       |           | Ричи—Кретьен                                | Кассегрен                               | кудэ      |
| Виктории (Канада), зеркало из плавленого кварца                       | 376       | 1/2,8                                       | $\begin{cases} 1/8 \\ 1/15 \end{cases}$ | 1/30      |
| Стюард (в Тусоне, США), Аризонского университета, фирма Боллер-Чивенс | 229       | 1/9                                         | —                                       | 1/30      |
| Китт Пик, Национальная обсерватория (США)                             | 215<br>91 | 1/7,6<br>1/13,5                             | —<br>—                                  | 1/30<br>— |
| Межамериканская обсерватория в Чили                                   | 150       | $\begin{cases} 1/7,5 \\ 1/13,5 \end{cases}$ | —                                       | 1/30      |
| Университетская обсерватория в Вене                                   | 152       | 1/8,3                                       | 1/15                                    | 1/30      |

системы требуют (укорачивающие всегда, а удлиняющие иногда) эллиптической формы главного зеркала.

Несомненно, что будущее оптического телескопостроения принадлежит апланатическим зеркальным телескопам. Из сложных зеркальных систем телескопов в последнее время в США, Канаде и других странах стали широко применять апланатические системы Ричи—Кретьена. Несколько таких телескопов проектируется, заканчивается строительством, а в ряде случаев уже работает. Обычно в них предусмотрены, кроме апланатической комбинации, также и комбинации «квази-Кассегрена» и «квази-кудэ» для спектральных и других работ. В табл. IV приведены параметры некоторых таких телескопов. Среди классических зеркальных телескопов в последние годы заканчиваются или уже работают: 2-м (СССР и ЧССР), 2,5-м (Англия), 2,6-м (СССР), 1,93-м (Франция), 3-м и 5-м (США), 6-м (СССР) и ряд других.

Во всех перечисленных классических системах телескопов происходит невыгодное экранирование падающего света вторичным зеркалом (особенно в зафокальной укорачивающей системе). Более того, возникают затруднения при разгрузке вторичного зеркала, так как его рабочая поверхность обращена вниз. Между тем, например, в 5-м телескопе указанное зеркало имеет размер около одного метра в диаметре и ощутимо прогибается под собственным весом.

Наконец, наличие вторичного зеркала в любой из сложных систем (а также кассеты в прямом фокусе) значительно усложняет дифракционную картину, особенно от ярких звезд. Причиной этого служат растяжки, на которых прикрепляется к тубусу вторичное зеркало. На рис. 47 изображен случай, когда зеркало висит на четырех растяжках (расположение растяжек схематически показано справа внизу).

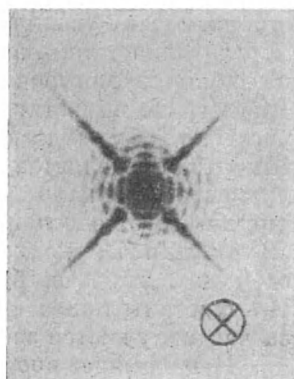


Рис. 47.

§ 10. Зеркально-линзовые системы. Стремление построить более совершенные в отношении аберраций телескопы со сферическими поверхностями (которые легко изготовить) привело к соединению свойств зеркал и линз в виде зеркально-линзовых телескопов.

а) Система Шмидта (1930 г.) состоит из сферического зеркала и стеклянной пластины, которая поставлена в центре кривизны зеркала. Одна поверхность пластины весьма немного деформирована: центральная ее часть действует как собирательная, а края — как рассеивающая линза. В этой системе (рис. 48) исправлены следующие aberrации третьего порядка:

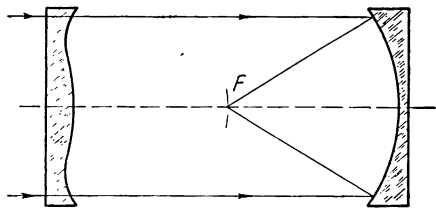


Рис. 48.

сферическая, кома, астигматизм. Не исправлены дисторсия, хроматическая разность сферических aberrаций и кривизна поля. Последняя исправляется плоско-выпуклой линзой Пиацци—Смита, которая имеет диаметр, равный диаметру поля, и ставится перед фотопластинкой. В противном случае приходится работать на изогнутых пластинках или пленках. Для обеспечения большого поля без виньетирования сферическое зеркало делается большим, чем пластина. Поэтому

при описании телескопов системы Шмидта приводятся два размера: первый — диаметр входного отверстия  $D_1$ , второй — диаметр зеркала  $D_2$ . Чаще они указываются в виде дроби  $D_1/D_2$ . Один из первых в СССР телескопов системы Шмидта был изготовлен в 1938 г. для обсерватории им. Энгельгардта размером в 380/518 мм,  $F/2,5$  (оптика по расчету Д. Д. Максудова сделана в Государственном оптическом институте, а механическая часть — в мастерских в Казани).

Рабочее поле телескопов Шмидта ограничено тем, что с увеличением его размеров увеличивается и размер фотопластинки, а следовательно, и доля экранированного света. Диаметр не виньетированного рабочего поля у телескопов системы Шмидта определяется полуразностью диаметров зеркала и линзы. Для упомянутого телескопа это составит 69 мм или  $4^\circ$ , но поле, свободное от комы, гораздо больше, до  $15^\circ$ . На чувствительных фотопластинках за час получаются звезды около  $18^m$ .

В настоящее время крупнейшим шмидтовским телескопом (изготовлен Народным предприятием Карл Цейс в ГДР) является Таутенбургский 137/203-см. При выдержке 25 минут на чувствительных фотопластинках он обеспечивает возможность фото-

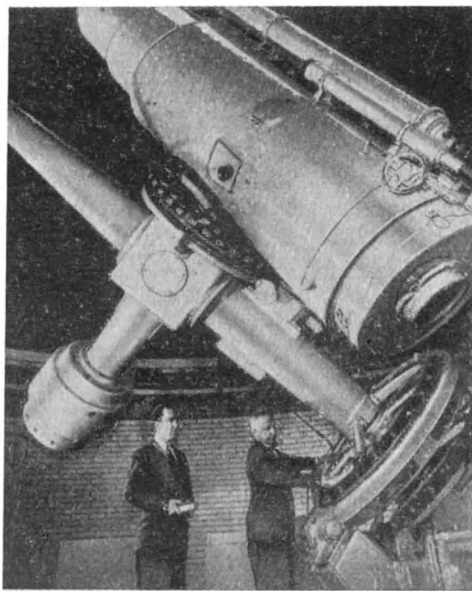


Рис. 49.

графировать звезды слабее  $20^m,5$ . Кроме того, этот телескоп может работать (при удалении пластины) и как классический рефлектор с  $D=203$  см. В США успешно работает Паломарский телескоп 120/180-см, а в СССР Бюраканский 100/100-см изготовлен Ленинградским оптико-механическим объединением (ЛОМО). С этими и другими подобными телескопами сделано уже много блестящих открытий. В настоящее время изготавливаются телескопы системы Шмидта с действующим отверстием, большим чем  $F/1$  (до  $F/0,3$ ). Эти телескопы (типа «сплошной шмидт» и др.) употреб-

ляются в основном для целей спектроскопии и будут описаны в соответствующих главах. На рис. 49 изображен телескоп системы Шмидта 61/91-см обсерватории Уорнер и Суэйзи (Кливленд, США).

В 1940 г. Дж. Г. Бейкер предложил ввести в телескоп Шмидта дополнительное сферическое зеркало, аналогично системе Кассегрена. В результате получился новый тип апланатического анастигмата с плоским полем  $8^\circ$  и лишь небольшой дисторсией. Большим успехом современного телескопостроения явилась разработка телескопов системы Шмидта с чисто зеркальной оптикой: вместо пластинки деформирована поверхность зеркала. Естественно, что в этом случае явление остаточного хроматизма вообще отсутствует, а телескопы с успехом могут быть использованы не только для наземной, но и для внеатмосферной астрономии.

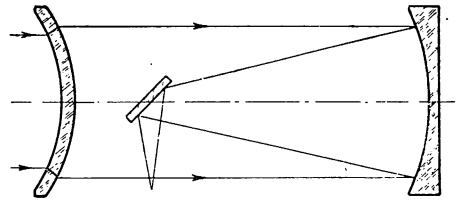


Рис. 50.

б) Менисковые системы Д. Д. Максудова. Система, в которой удалось избежать главных недостатков предыдущих телескопов, была изобретена Д. Д. Максудовым в 1941—1944 гг. Она состоит из сферического зеркала и сферического линзового мениска почти нулевой оптической силы, поставленного перед фокальной плоскостью на пути лучей от объектива (рис. 50). В ней отсутствуют почти

все aberrации для большого поля. Размер последнего лимитируется (как и в системе Шмидта) лишь потерями света из-за возрастающих размеров фотопластинок. В телескопах системы Максудова поле имеет кривизну. С устранением этого недостатка мы уже встречались. Мениск имеет почти в тысячу раз меньшие хроматические aberrации, чем ахроматический объектив, и может быть сделан из обычного крона. Малая длина трубы значительно уменьшает размеры башни, а следовательно, и ее стоимость, которая пропорциональна диаметру башни в степени 2,5. Существенным преимуществом этой системы является также герметичность трубы (изображения более спокойные).

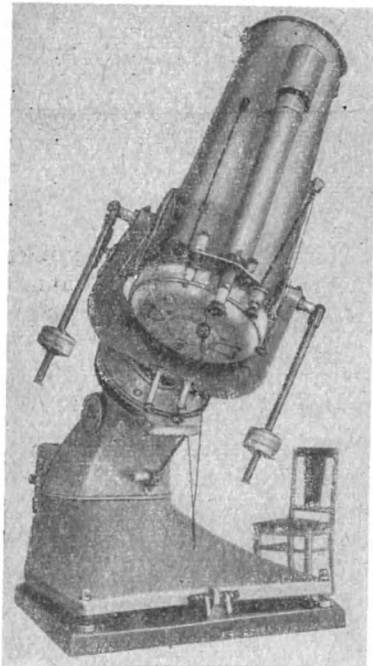


Рис. 51.

При описании менисковых телескопов диаметры отверстий мениска  $D_1$  и зеркала  $D_2$  также удобнее указывать в виде дроби  $D_1/D_2$ . Первый достаточно большой менисковый телескоп, 50/67-см,  $F/2,4$  (рис. 51), был изготовлен в Государственном оптическом институте (ГОИ) в Ленинграде и успешно используется в Алма-Атинской обсерватории (рабочее поле, с применением специальной линзы перед фотопластинкой,  $6^\circ$ ). Большой, 70/97,5-см менисковый телескоп построен позднее также в ГОИ для Абасту-

манской обсерватории. Особенно следует отметить недавно построенный фирмой ЛОМО телескоп 70/100-см,  $F=2$  м с двойным мениском (мениски обращены друг к другу вогнутой стороной). Он исключительно эффек-

тивно использовался в Чилийской экспедиции Пулковской обсерватории и при поле  $5^\circ$  давал очень четкие изображения звезд.

Очень интересная зеркально-линзовая система была изобретена Г. Г. Слюсаревым. В ней исправлены все аберрации, за исключением дисторсии.

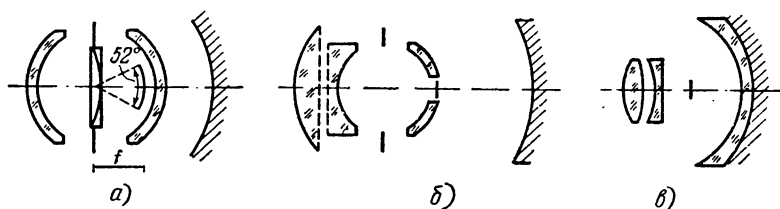


Рис. 52.

Плоское поле до  $6^\circ$ . Возможно применение призмы прямого зрения в параллельном пучке лучей внутри системы. В ГОИ был изготовлен для Пулковской обсерватории 33-см телескоп этой системы. На рис. 52 приведены схемы некоторых широкоугольных зеркально-линзовых систем: а) Ф. Уиппла и Дж. Г. Бейкера («супер-шмидт» 1940, для наблюдения метеоров),

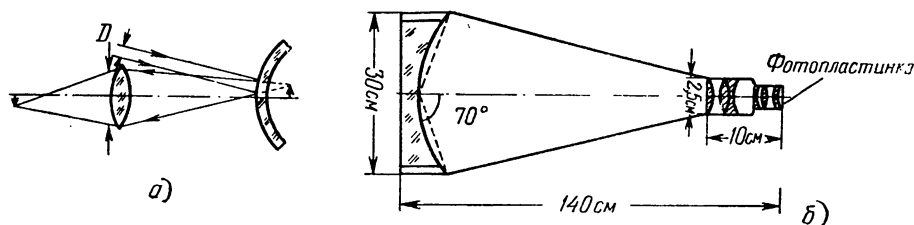


Рис. 53.

б) К. Винне (1947) и в) А. Зоннефельда (1936), нашедшие широкое применение в астрофизике. На рис. 53 приведены схемы сверхширокоугольных систем Хеня — Гринстейна (1951 г.). В них почти вся полусфера неба фотографируется небольшим специальным объективом после отражения от большого выпуклого (а) или вогнутого (б) зеркала. Наконец,

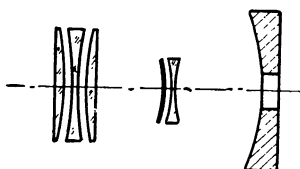


Рис. 54.

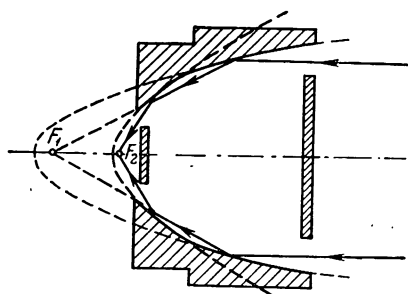


Рис. 55.

на рис. 54 показана схема специальной камеры Дж. Г. Бейкера и Ж. Нана для наблюдения искусственных спутников Земли, употребляющейся на ряде станций США. При наблюдении спутников приходится решать особую задачу, ибо они движутся быстро, до  $100''$  в секунду, и к тому же могут иметь слабый блеск.

При наблюдениях в достаточно далеких инфракрасных лучах употребляются обычные системы зеркальных телескопов. Только в этом случае требования к точности изготовления, в частности, главного зеркала, существенно снижаются. Например, при наземных наблюдениях в «окне прозрачности» атмосферы Земли (8—14  $\mu\text{м}$ ) зеркало может быть грубее по сравнению с таковыми для визуального телескопа (0,55  $\mu\text{м}$ ), примерно в 14—25 раз. При внеатмосферных наблюдениях зеркало может быть еще более грубым. Наоборот, при наблюдениях в далекой ультрафиолетовой области зеркало должно быть более точным, чем для визуального телескопа. Кроме того, в этой области спектра коэффициенты отражения невелики, и приходится главные зеркала делать настолько глубокими «чашами», чтобы можно было использовать систему со скользящим пучком лучей (рис. 55). Имеется много вариантов подобных систем, хотя исследования в этой области начались лишь недавно, в связи с большим прогрессом внеатмосферной астрономии.

**§ 11. Предельные пороговые величины звезд, доступных наблюдениям.** а) Визуальные наблюдения. Невооруженный глаз, согласно последним данным О. А. Мельникова, при яркости фона (в нитах)  $10^4$ ,  $10^2$ ,  $1$ ,  $10^{-2}$  и  $10^{-4}$  может на пределе видеть звезды соответственно  $-4^m,3$ ,  $-0^m,3$ ,  $+3^m,2$ ,  $+5^m,8$  и  $+7^m,4$ . Эти числа иллюстрируют известный факт, что с понижением яркости фона неба от дня к ночи число звезд, видимых глазом на небосводе, постепенно возрастает. В середине темной, безлунной ночи и вдали от больших городов число звезд достигает следующих предельных значений для всей видимой полусферы: 2400, 7100 и 11 100 звезд ярче или равны визуальным звездным величинам  $6^m$ ,  $7^m$  и предельной  $7^m,4$  соответственно (по данным К. Аллена).

В случае глаза, вооруженного телескопом, влияние фона неба можно снизить, применяя достаточно сильные увеличения. Естественно, что это можно делать лишь до известного предела, после которого дальнейший рост увеличения уже не может привести к выигрышу в предельной величине звезд. Дело в том, что при больших увеличениях изображение звезды является диском, а не точкой. Причиной этого служит волнение земной атмосферы и несовершенства оптики. Приблизительно предельное приемлемое увеличение составляет  $1,2\times$  на 1  $\text{мм}$  отверстия. Вопрос был изучен, в частности, И. Боуэном и Р. Колманом непосредственными наблюдениями с применением разных телескопов, разных увеличений и при разных качествах изображений звезд. Вероятно, эти данные в настоящее время наиболее надежны. Была получена эмпирическая формула для предельной звездной величины для визуального телескопа с диаметром объектива  $D$  (в  $\text{мм}$ ):

$$[m_v]_{\text{пред}} = C + 2,5 \lg D + 2,5 \lg \Gamma, \quad (1.22)$$

где  $\Gamma$  — увеличение. При этом для постоянной  $C$  следует брать разные значения:  $C \geq 3,9$  при отличных,  $C = 3,3$ — $3,9$  при хороших,  $2,5$ — $3,3$  при средних,  $1,8$ — $2,5$  при плохих и  $C < 1,8$  при очень плохих изображениях звезд соответственно. Формула пригодна в широких пределах  $D$ , примерно от 10 до 1500  $\text{мм}$ .

б) Фотографические наблюдения. В этом случае предельная звездная величина ограничивается в основном фоном неба. Вопрос оказывается весьма сложным и еще недостаточно разработанным. Близкие к реальным, но приближенные результаты были получены Ф. Уипплом. При этом предполагалось, что фотопластинки обладают достаточно высокой чувствительностью и что фотографическая плотность от засветки фоном неба на них при данной выдержке составляет 0,5—0,9. Необходимая выдержка зависит от площадной яркости неба и эффективности телескопа.

Была получена формула в предположении, что отношение площадных яркостей предельной звездной величины и неба постоянно. Существен спектральный класс звезды, который обычно предполагается «средним», т. е. подобным солнечному. При таких условиях

$$[m_{pg}]_{\text{пред}} = m_{pg}^0/1 (")^2 + 2,5 \lg F - 2,5 \lg (\Delta'') - 7,5, \quad (1.23)$$

где  $F$  — фокусное расстояние телескопа в см,  $(\Delta'')$  — диаметр изображения звезды, выраженный в секундах дуги, а  $m_{pg}^0/1 (")^2$  — яркость неба в фотографических лучах, выраженная в звездных величинах с площадки в 1 кв. секунду. Обычно принимается в среднем и для безлунного неба  $m_{pg}^0/1 (")^2 \approx 22^m$ . Аберрации здесь, естественно, не учтены, но параметры получены из наблюдений на разных телескопах. Из-за волнения атмосферы звезда и на фотографии имеет заметный диск — диск дрожания, что может сильно сказаться на достижении предельно доступной звездной величины. Чаще всего диск дрожания составляет в диаметре 2—3" и очень редко 0",1, но иногда и 10" (!). Частота встречаемости тех или иных диаметров диска дрожания в сильной степени зависит от астроклиматической характеристики места наблюдения.

Таким образом, в отличие от визуальных наблюдений, при фотографических наблюдениях решающее значение имеет не диаметр телескопа, а фокусное расстояние. Именно оно определяет предельную звездную величину. Увеличивая фокусное расстояние телескопа, оказывается возможным получить более слабые звезды, т. е. повысить его информационную способность. В связи с этим, в частности, на

5-м Паломарском телескопе вместо относительного отверстия  $A=1/3,7$  с коррекционной линзой в прямом фокусе по предложению И. Боуэна было принято для прямой фотографии  $A=1/9$  в кассегреновском фокусе и также с коррекционной линзой. Это дает выигрыш в 1<sup>m</sup>.

На рисунке 56 по данным П. В. Щеглова приведена общая зависимость предельной фотографической звездной величины  $[m_{pg}]_{\text{пред}}$  от фокусного расстояния  $F$  (в м) при разрешении фотоэмульсии  $r=20$  мк и при диске дрожания звезды 2" в диаметре, а также указаны необходимые выдержки  $t$  при разных диаметрах телескопов  $D$  (в м). Многое дал анализ качества фотоэмульсий. Было ясно, что переход к мелкозернистым эмульсиям желателен, ибо они имеют большую разрешающую способность. Но при этом почти неизбежно (хотя и не всегда) резко понижается чувствительность фотоэмульсии. Все же выяснилось, что переход к менее чувствительным эмульсиям почти всегда выгоден.

в) Фотоэлектрические наблюдения. Этот случай оказался не менее сложным, особенно при использовании новых электронных приемников излучения. Однако применение, в частности, теории флуктуаций дало возможность получить совершенно общую теоретическую формулу, пригодную и для фотографических наблюдений. У. А. Баум приводит ее, при некоторых ограничениях (для «статистически ненасыщенного порога обнаружения»), в следующем общем виде:

$$[m]_{\text{пред}} = \text{const} + 0,5m^0 - 2,5 \lg \tau - 2,5 \lg k + 1,25 \lg \left[ \frac{D^2 \epsilon_r t}{1+R} \right], \quad (1.24)$$

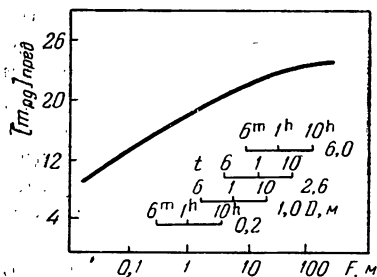


Рис. 56.



где  $m^0$  — яркость фона неба в звездных величинах с данной площадки,  $\tau$  — угловой диаметр изображения звезды (для большого телескопа в сильной степени он определяется диском дрожания),  $k$  — «коэффициент опознавания», или «коэффициент определенности» (он связывает фактический порог обнаружения со статистической неопределенностью, измеряемой обычным стандартным отклонением теории ошибок),  $D$  — диаметр телескопа,  $t$  — эффективное время накопления,  $\epsilon_e$  — средний эффективный квантовый выход, зависящий от числа независимо зарегистрированных событий на один полученный за время выдержки фотон (эта величина зависит от чувствительности фотоэмульсий, но не зависит для фотокатодов эмиссионного типа),  $R$  — отношение «инструментального фона» к фону неба. Однако использование формулы (1.24) в каждом конкретном случае не просто. У. А. Баум вычислил теоретические кривые (точнее, две прямые), приведенные на рис. 57. На том же рисунке приведены данные наблюдений для Паломарских и Маунт-вилсоновских телескопов (кружки — 0,46, 12 и 5-м, а точки — 1,5, и 2,5-м телескопы); эмульсия 103а-О, диск дрожания  $1''$ , яркость неба  $22^m 2/1 (")^2$ , выдержка предельная.

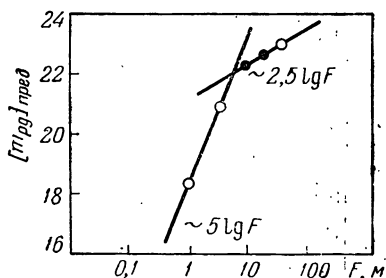


Рис. 57.

В случае фотопластинки У. А. Баум использует для «статистически насыщенного порога обнаружения» следующую формулу:

$$[m]_{\text{пред}} = \text{const} - 2,5 \lg \tau - 2,5 \lg k + 2,5 \lg F + + 1,25 \lg E - 1,25 \lg (1 + R). \quad (1.25)$$

Здесь  $E$  — максимальное число статистически эффективных элементарных фотоэффектов (на единичной площадке в фокальной плоскости телескопа) при достижении порога насыщения системы. Например, для телескопа  $D=500$  см,  $F=1855$  см, фотопластинок Истмэн-Кодак 103а-О, при  $\tau=5 \times 10^{-6}$  рад ( $\approx 1''$ ),  $m^0=-4^m,4$  на стерадиан и  $22^m 2/1 (")^2$  для фона неба,  $k=5$ ,  $R=0$  при  $E=5 \cdot 10^6$  зерен на  $1 \text{ см}^2$ . У. А. Баум получил  $[m]_{\text{пред}} = 23^m,7$  (для голубой звезды). Это число согласуется с данными наблюдений. Из рис. 57 видно, что для малых фокусных расстояний, когда минимальный диаметр изображения определяется разрешающей силой эмульсии, например,  $1/0,02=50$  лин/мм,  $[m]_{\text{пред}}$  зависит от  $5 \lg F$ . Для больших же фокусных расстояний  $F \approx 500$  см, для которых диаметр изображения определяется диском дрожания,  $[m]_{\text{пред}}$  зависит от  $2,5 \lg F$ .

До сих пор речь шла лишь о «неподвижных» звездах, почти точечного вида. Если источник быстро движется, например, ИСЗ, метеоры и др., то формулы существенно изменяются. Они совершенно другие и для объектов с заметной протяженностью (туманности и др.). Однако оба эти случая из-за их сложности мы здесь не рассматриваем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аллен К. У., *Астрофизические величины*, ИЛ, 1960.
2. Бегунов Б. Н., *Геометрическая оптика*, изд. 2-е, Изд-во МГУ, 1966.
3. Васильев Л. А., *Теневые методы*, «Наука», М., 1968.
4. Герасимова О. А., *Тр. ЦНИИГАиК*, вып. 149, 1964.
5. Герасимова О. А. и др., *Тр. ЦНИИГАиК*, вып. 149, 1964.
6. Гершун А. А., *ДАН СССР*, 34, 58, 1942.
7. Гребеншиков И. В. и др., *Просветление оптики*, ОГИЗ, 1946.
8. Димитров Г., Бэкер Д., *Телескопы и принадлежности к ним*, ОГИЗ, 1947.

9. Иоаннисiani Б. К., в кн.: Лауреаты Ленинской премии, вып. 2, «Знание», 1958.
10. Кешишян Т. Н., Бутт Л. М., Технология стекла. Госстройиздат, 1949.
11. Крат В. А., Котляр Л. М., Природа № 9, 1968.
12. Максutow Д. Д., Цирк. ГАО АН СССР № 20, 1936.
13. Максutow Д. Д., Астрономическая оптика, ОГИЗ, 1946.
14. Максutow Д. Д., Изготовление и исследование астрономической оптики, ОГИЗ, 1948.
15. Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, изд. 2-е, «Наука», 1967.
16. Методы астрономии, под ред. В. А. Хилтнера, «Мир», 1967, глава 1.
17. Пань Цзинь-хуа, изв. ГАО АН СССР, № 165, 1960.
18. Проник И. И. и др., Природа, № 11, 1967.
19. Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, Физматгиз, 1958.
20. Русинов М. М., Техническая оптика, Машгиз, 1961.
21. Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, изд. 2-е, «Машиностроение», 1969.
22. Соснина М. А., Изв. ГАО АН СССР № 184, 1968.
23. Телескопы, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхёрст, ИЛ, 1963.
24. Турыгин И. А., Прикладная оптика, Машгиз, 1966.
25. Чуриловский В. Н., Теория оптических приборов, Машгиз, 1966.
26. Штейнбах М., Йенское обозрение 8, № 16, 1963.
27. Щеглов П. В., Электронная телескопия, Физматгиз, 1963.
28. Babscock H. W., ApJ 107, 73, 1948.
29. Bowen I. S., PASP 59, 253, 1947.
30. Bowen I. S., PASP 73, 114, 1961.
31. Bowen I. S., Quart. J. R. A. S., 8, 9, 1967.
32. Brown R. H., Davis J., Allen L. R., M. N. 137, 375, 1967.
33. Brown R. H., Davis J., Allen L. R., Rome J. M., M. N. 137, 393, 1967.
34. Epstein L., PASP 79, 132, 1967.
35. Fehrenbach Ch., in: Observational Aspects of Galactic Structure, ed. A. Blaauw a. L. N. Mavridis, Athens, 1965.
36. Henize K. G., Sky a. Tel. 16, 108, 1957.
37. Kolman R. S., Rev. Pop. Astr. 61, 28, 1967.
38. Linfoot E. H., Contr. Cambridge Obs. № 4, 1950.
39. Matsuoka M., Inst. Space Aeronaut. Sci. Univ. Tokyo, Rep. № 403, 1966.
40. Mayall N. U., Vasilevskis S., AJ 65, 304, 1960.
41. Osterbrock D., Sharpless S., ApJ 113, 222, 1951.
42. Rieckher R. Fernrohre und ihre Meister. VEB Technik Verlag, Berlin, 1957.
43. Scheffler H., Z. Ap. 55, 1, 1962; 58, 170, 1964.
44. Schmidt H., Steglich K., Messtechnik 76, 212, 1968.
45. Serkowski K., Obs. 87, 259, 1967.
46. Stravroudis O. N., Sutton L. E., Nat. Bur. Stand. Monogr., № 93, 1965.
47. Strong J., Appl. Opt. 6, 179, 1967.
48. Whipple F. L., A. J. 56, 144, 1951.
49. Whipple F. L., Rubinstein P. J., Pop. Astr. 50, 24, 1942.
50. Woolley R., Nature 216, 855, 1967.
51. Wynne C. G., ApJ 152, 675, 1968.

## ГЛАВА II

### УСТАНОВКА ЛИНЗОВЫХ И ЗЕРКАЛЬНЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

§ 12. Монтiroвки телескопов, как уже говорилось в § 1, делятся на две основные группы: азимутальные и параллактические, в зависимости от того, в какой системе координат телескоп имеет два взаимно перпендикулярных движения. Рассмотрим подробнее *параллактические монтiroвки* разных типов.

а) *Немецкая монтiroвка*. На массивном каменном столбе устанавливается прямая колонна, в верхней части которой укреплен полярная ось. Эта ось обычно вращается в двух подшипниках (радиальном и опорном). Перпендикулярно к полярной оси, в верхней ее части, проходит ось склонений, на одном конце которой укреплен труба телескопа, а на другом — массивный противовес для уравнивания трубы. Обычно непосредственно под местом пересечения двух осей расположены ведущая червячная передача, разделенный часовой круг и червячная или зубчатая передача грубого движения телескопа. Аналогичная шестерня грубого движения находится и на оси склонений, обычно между трубой и колонной. Параллельно этой шестерне расположен и установочный круг склонений. Изображения шкал кругов по прямому восхождению и склонению обычно оптически подводятся к месту наблюдения. Труба телескопа на верхнем конце имеет фланец для крепления оправы объектива и металлический цилиндр (*таукап* или *росянка*) длиной до 1 м для защиты объектива от росы и от рассеянного света. У нижнего конца трубы укреплен адаптер для крепления кассеты, спектрографа, фотометра или окуляра. В случае рефлектора в верхней части трубы расположены растяжки, на которых крепятся диагональное или выпуклое зеркало, а в нижней части, в ячейке для главного зеркала, размещаются разгрузочные приспособления, а также адаптеры для кассеты, спектрографа или других приборов. Такие монтiroвки употребляются для рефракторов, астрографов и реже рефлекторов с объективом или зеркалом до 1 м. В частности так, на прямой колонне, были смонтированы 38- и 76-см (15- и 30-дюймовый) рефракторы Пулковской обсерватории. Последний изображен на рис. 58. На ломаной колонне смонтирован нормальный астрограф Пулковской обсерватории, а также изготовленный ленинградским заводом 25-см рефлектор, изображенный на рис. 59.

б) *Английская монтiroвка*. Полярная ось опирается концами на два столба, установленные в меридиане. Обычно столбы каменные и на них помещаются металлические опоры, несущие подшипники для полярной оси (рис. 60), которая имеет для больших телескопов длину до 5—7 м. В нижнем конце полярной оси укреплен ведущая шестерня, установочный круг и шестерня грубого движения, которые имеют диаметры до 2—3 м. Ось склонений вращается в подшипнике, укрепленном на полярной оси примерно в ее середине. Между трубой и полярной осью также расположены шестерни грубого движения и круг для установки по склонению.

На другом конце оси склонений укреплен противовес, уравнивающий трубу. В сущности, эта монтировка представляет собой видоизменение предыдущего типа, но неудобна для больших широт, так как в этом случае полярная ось должна быть чересчур длинной. Эта монтировка была также



Рис. 58.

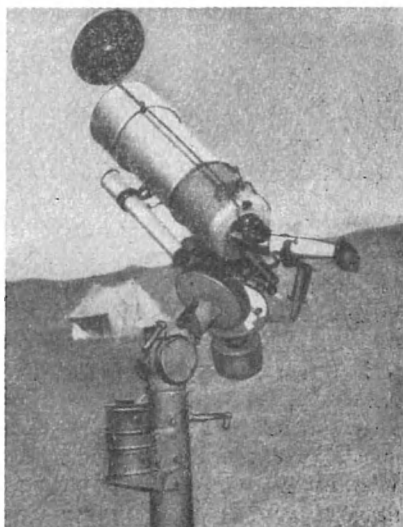


Рис. 59.

несколько видоизменена, а именно, вместо полярной оси была введена четырехугольная рама или ярмо, внутри которого на оси склонений установлен тубус (рис. 61, а). При этом, однако, невозможно направить инструмент

на объект с полярным расстоянием менее  $30-40^\circ$ , в связи с чем верхний (северный) подшипник был заменен подковой, в которую может входить тубус телескопа, направленного на полюс (рис. 61, б). Фотографии таких телескопов воспроизведены на рис. 62—2,5-м (100-дюймовый) телескоп обсерватории Маунт Вилсон и рис. 63 — 5-м (200-дюймовый) телескоп обсерватории Маунт Паломар.

в) Американская монтировка. Труба укреплена в вилке, направленной на полюс (рис. 64). На каменном столбе устанавливается металлическая основа инструмента, на которой укрепляется полярная ось, вращающаяся в двух подшипниках, радиальном и опорном. Подшипники

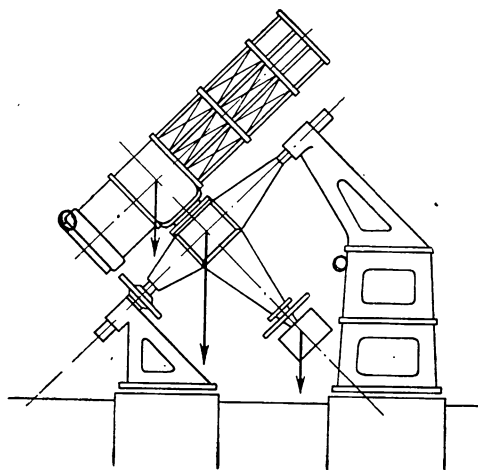


Рис. 60.

иногда заменяются ртутными поплавками или масляной подушкой (масло вводится через небольшие отверстия под давлением в несколько атмосфер). К верхнему концу полярной оси присоединяется массивная вилка в виде цельной отливки или сварной конструкции. Концы вилки соединены

полуосями склонения с трубой. На этих осях и вращается труба телескопа. На полярной оси расположены ведущая шестерня, установочный круг и шестерня грубого движения, как и у описанных выше монтировок. Установкам этого типа доступны все участки неба. Растяжки (числом 3, 4 или более), несущие диагональное или касегреновское зеркало, размещаются так, чтобы изменения в дифракционной картине получились наименее вредными. Надобность в тяжелом противовесе отпадает, так как центр тяжести обычно расположен на полярной оси. Вес подвижных частей монтировок описанных типов составляет десятки или даже сотни тонн (у больших инструментов). Однако при правильной разгрузке и хороших подшипниках для того, чтобы поворачивать инструмент, требуется лишь ничтожное усилие.

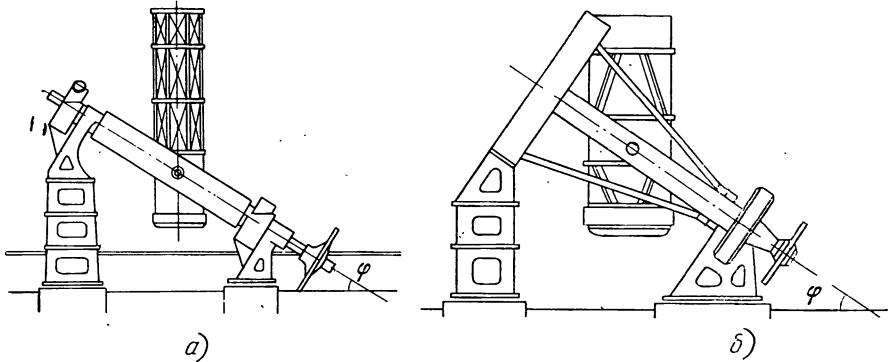


Рис. 61.

Характерным примером такого типа монтировки мог служить разрушенный во время Отечественной войны 40-дюймовый рефлексор Крымской обсерватории (рис. 65).

Каждая из перечисленных монтировок имеет недостатки и преимущества. Для большого рефрактора наиболее пригодна монтировка на прямой колонне, а для большого зеркального телескопа установка с четырехугольной рамой или ярмом с подковой на северном конце. В СССР, в связи с постройкой 6-м телескопа, были изучены теоретически многие новые типы монтировок. Окончательно был принят вариант уже известной, но существенно модернизированной *альт-азимутальной монтировки*. В ней имеются также две оси — вертикальная и горизонтальная. Телескоп может вращаться по азимуту вокруг первой, а его труба в вертикальной плоскости — вокруг второй оси. Этот тип монтировки телескопа выгоден как в механическом (симметрия, основные опоры работают на сжатие и т. д.), так и в оптическом отношении. Кроме того, поправка за рефракцию дается лишь по одной, а не по двум (как в параллактической монтировке) координатам. Однако движение телескопа при гидировании должно производиться по обоим координатам и притом с разной скоростью. Одновременно нужно еще компенсировать вращение поля зрения. Все это оказалось возможным только после изобретения электронных вычислительных машин. Для монтировки этого типа околозенитная область ( $3-5^\circ$ ) оказывается недоступной, так как близ зенита скорость движения телескопа по азимуту стремится к бесконечности, и фокус куда можно осуществить лишь при помощи нескольких дополнительных зеркал. Несмотря на эти недостатки альт-азимутальной монтировки, перечисленные выше, ее преимущества для больших телескопов делают ее все же предпочтительнее перед параллактической монтировкой.

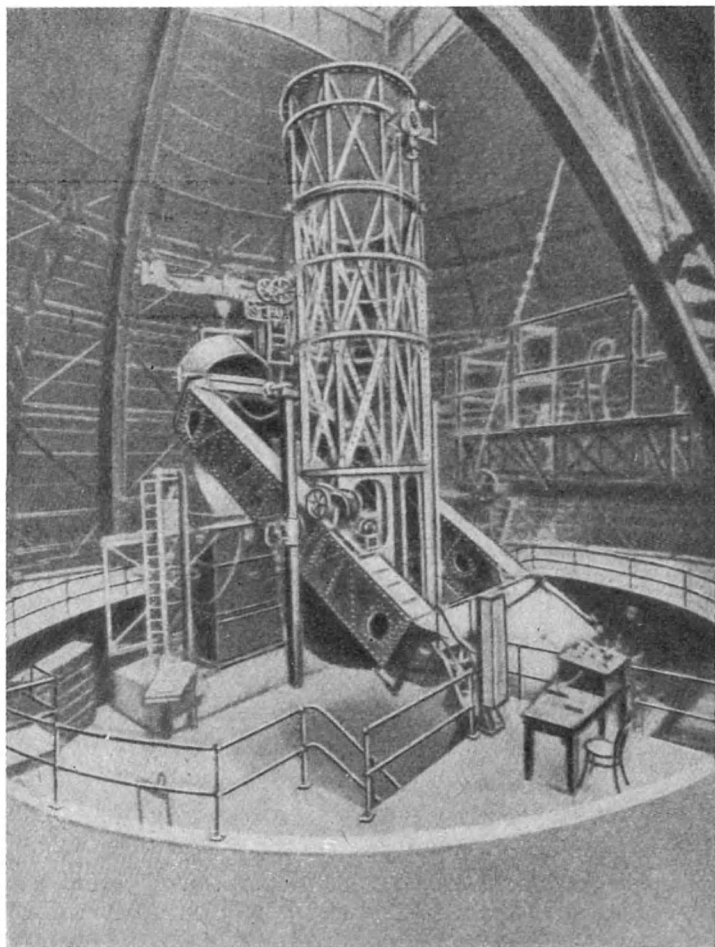


Рис. 62.

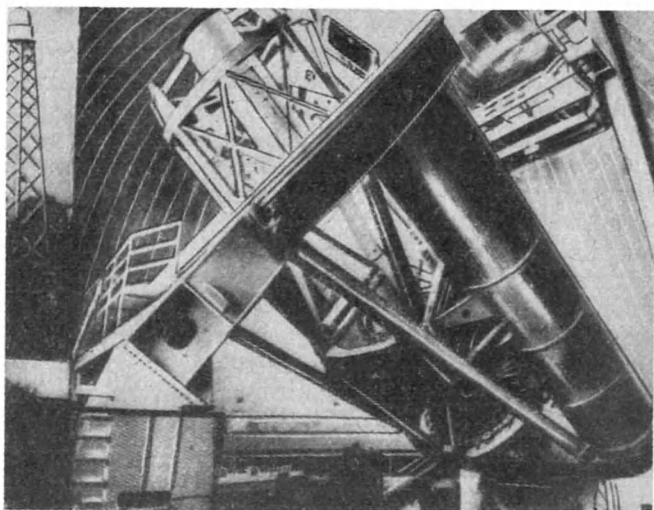


Рис. 63.

Для монтировки любого типа может быть поставлен вопрос о желательности наблюдения в неподвижном фокусе инструмента. В частности, это бывает совершенно необходимо при фотографировании спектров звезд со спектрографами большой дисперсии. Надежно укрепить на телескопе громоздкий спектрограф очень трудно: он будет испытывать большие гнущия. Кроме того, трудно установить строго постоянный температурный режим. Все эти трудности были устранены, когда удалось разработать схемы, допускающие вывод сходящегося пучка лучей от звезды в полярную ось. Это так называемые *схемы кудэ* (от французского слова *coudé* — коленчатый, согнутый коленом). В немецкой монтировке (рис. 66) устанавливаются под углом  $45^\circ$  два плоских зеркала (в местах пересечения оси трубы с осью склонений и оси склонений с полярной осью). Посредством этих зеркал пучок света от небесного светила направляется в место неподвижного фокуса, в котором доступны наблюдению все части видимой полусферы неба. У монтировки на вилке вывод пучка в полярную ось схематически показан на рис. 67, а у английской монтировки — на рис. 68. В обоих случаях сохраняется схема Кассегрена, но в первом случае вводится одно, а во втором — два дополнительных плоских зеркала после выпуклого гиперболического. В американской (вилочной) монтировке плоское зеркало

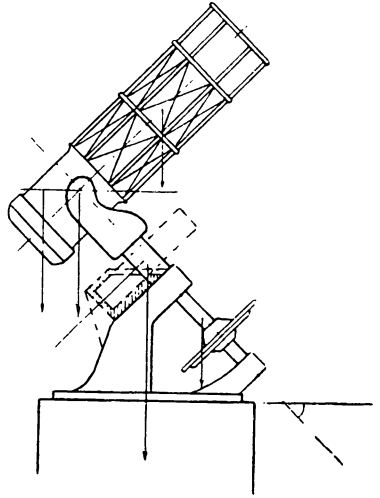


Рис. 64.

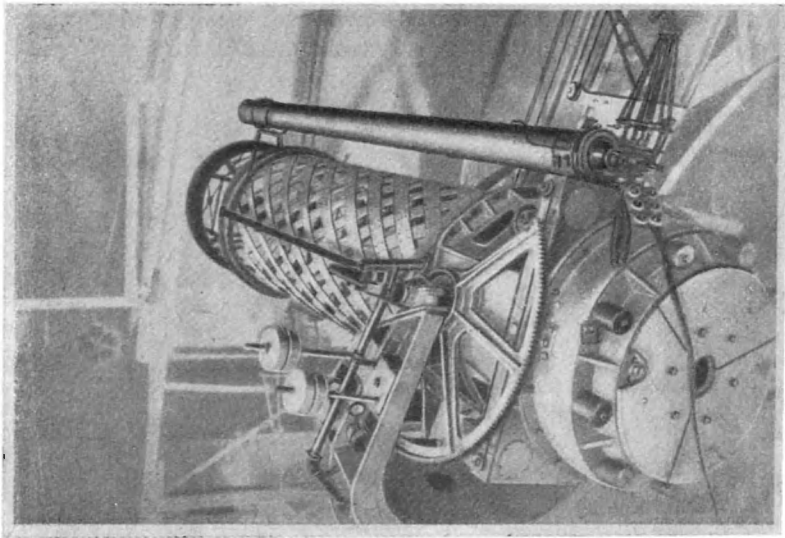


Рис. 65.

расположено в точке пересечения оси склонений с осью трубы и при установке по склонению вращается с половинной скоростью вращения инструмента. Полюс для фокуса кудэ в оригинальной монтировке на вилке, т. е. с одним плоским зеркалом, недоступен. Но применяя три-четыре плоских

зеркала, можно и на этой монтировке наблюдать в фокусе куда близполюсную зону неба, хотя и с большей потерей света. Во всех установках с выводом пучка в полярную ось рабочее поле с изменением часового угла вращения, однако это не мешает спектроскопическим наблюдениям звезды; находящейся на оптической оси. Естественно, что в фокусе куда эквивалентное фокусное расстояние значительно длиннее. Так, крупнейший из работающих 5-м телескоп Паломарской обсерватории имеет относительное отверстие в прямом фокусе Ньютона  $1/3,3$ , Кассегрена  $1/9$  и  $1/16$ , куда  $1/30$ , а с коррекционной линзой  $1/3,7$  (прямой фокус).

Часовое движение в монтировках телескопов передается от часового механизма червячной передачей на ведущую шестерню, содержащую обычно число зубцов, кратное 360, а именно 720 или 1080. Ведущая шестерня изготавливается зачастую в виде обода из латуни на стальном диске и всегда связана непосредственно с ведущим червяком, который вращается часовым механизмом. Она должна быть сделана весьма точно. Опыт изготовления больших моделей целостатов, а также 25-см рефлектора и др. показал, что шестерни, сделанные на наших отечественных заводах, исключительно точны.

С полярной осью, а значит, и с трубой телескопа, эта шестерня может быть скреплена по желанию при помощи зажимов, действующих вручную или, у современных телескопов, от мощных электромагнитов. Если инструмент зажат, то телескоп движется часовым механизмом и следит за звездой. Отпустив зажим, можно установить телескоп на звезду вручную или при

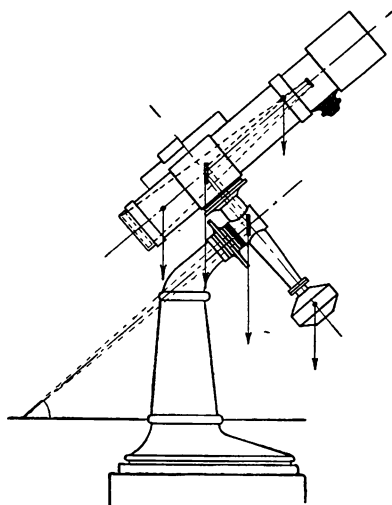


Рис. 66.

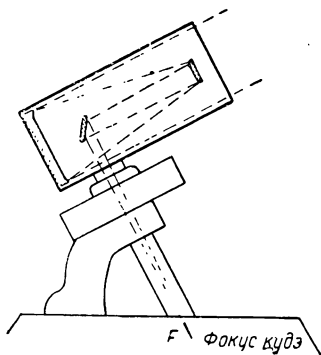


Рис. 67.

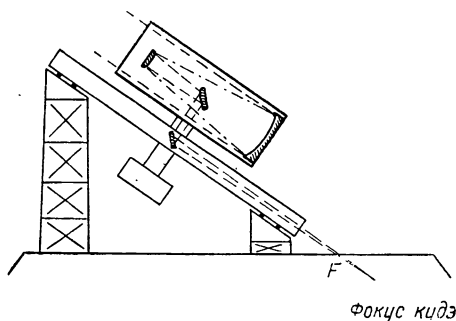


Рис. 68.

помощи электромотора, который двигает шестерню грубого движения непосредственно или через редуктор. Требования к точности изготовления этой шестерни, естественно, невысоки. Она должна обеспечить скорость подведения телескопа к звезде от  $20$  до  $50^\circ$  в минуту.

Установка на звезду обычно производится при помощи электромотора со скоростью движения до  $1^\circ$  (наведение) и  $1-2'$  (уточнение, «тонкая коррекция») в 1 мин. Дополнительно имеется медленное движение со скоростями около  $0',5$  и даже (при больших фокусных расстояниях) до  $0',1$  в 1 мин.



Это движение осуществляется, например, при помощи электромагнитных якорей, воздействующих на шестерню планетарной системы или через специальный дифференциал и служит для гидирования. Нередко телескопы имеют на полярной оси дополнительный круг с делениями на 24 часа (Симеизский 1-м рефлектор и Алма-Атинский 50-см астрограф). Этот круг можно перед наблюдениями поставить по звездному времени и потом делать установку непосредственно по прямому восхождению.

**§ 13. Установка телескопа по азимуту и по широте.** Необходимая проверка перпендикулярности оси склонения и полярной оси, так же как и правильное положение трубы телескопа на оси склонения, производится на заводе. Астроном-наблюдатель, получив инструмент и не располагая необходимыми средствами для исправления возможных заводских недостатков, в состоянии только правильно установить телескоп по азимуту и по широте. Для этой цели пользуются азимутальными и широтными коррекционными болтами. Если инструмент установлен неправильно, то полюс мира и полюс инструмента не совпадают друг с другом. В результате этого за время продолжительной выдержки изображение звезды сместится на фотопластинке и тем больше, чем она дальше от той звезды, по которой мы ведем телескоп (ведущая звезда). Существует много различных методов установки телескопа по двум координатам. Некоторые из них изложены в двух статьях С. Н. Блажко (см. список литературы). Все они разделяются на три группы: а) грубые, б) средней точности и в) точные.

а) **П р и б л и ж е н н ы й , г р у б ы й м е т о д .** Берется белый диск, разделенный на 24 часа, и устанавливается на объективном конце трубы вместо объектива. На окулярном конце устанавливается диафрагма с небольшим отверстием в центре. Диаметр разделенного диска приблизительно в 30 раз меньше расстояния от окулярного отверстия до него. Диск слабо освещается со стороны окуляра. Тогда, если трубу направить на северный полюс неба, Полярная звезда должна во время суточного движения огибать разделенный диск. Если Полярная звезда в данный момент находится на правильном часовом угле диска, то установка приближенно верна. Этот метод применяется при установке малых телескопов, например, в экспедиционных условиях.

б) **В и з у а л ь н ы й м е т о д ( с р е д н е й т о ч н о с т и )** был предложен Шейнером. Он основывается на уравнении:

$$\frac{d(\Delta\delta)}{dt} = \sin t \Delta\varphi + \cos t \cos \varphi \Delta A, \quad (1.26)$$

где  $\Delta\delta$  — разность истинного и инструментального склонений,  $t$  — часовой угол звезды,  $\varphi$  — широта места и  $\Delta\varphi$ ,  $\Delta A$  — ошибки установки по широте и азимуту. Наблюдая звезду, мы заметим, что она постепенно сходит с крестов вверх или вниз, если инструмент установлен неверно. Из формулы (1.26) видно, что, наблюдая звезду в меридиане, мы заметим лишь влияние ошибки азимута  $\Delta A$ , а наблюдая звезду в часовом угле  $\pm 6^h$ , мы заметим влияние лишь ошибки наклона полярной оси инструмента  $\Delta\varphi$ . Исправление установки делается последовательными приближениями.

Этот метод не дает величины ошибок установок. Кроме того, звезды должны быть выбраны довольно точно в меридиане и в часовом угле  $\pm 6^h$ . П. П. Добронравин видоизменил описанный метод, сделав его значительно более удобным в практическом отношении и дающим величину ошибок  $\Delta A$  и  $\Delta\varphi$ . Наблюдения звезд производятся в 4—5 часовых углах, западных и восточных, возможно равномерно распределенных по видимой части суточной параллели. Измерения могут производиться окулярным микрометром гида. Тогда из формулы (1.26) получим 4—5 условных уравнений; решив их

по способу наименьших квадратов, получаем ошибки  $\Delta A$  и  $\Delta \varphi$ . Если  $\Delta \varphi > 0$ , то северный конец полярной оси слишком низок по сравнению с правильным положением. Если  $\Delta A > 0$ , то северный конец полярной оси лежит к западу от меридиана. П. П. Добронравин и В. Ф. Газе применили этот метод для установки 40-см астрографа Крымской обсерватории ( $\cos \varphi = 0,715$ ).

в) **Фотографический точный метод.** Фотографируют одну звезду дважды недалеко от меридиана. Снимки с короткой выдержкой делаются через интервал в 15—30 минут на одной и той же фотопластинке без гидирования. Предполагается, что между выдержками часовой механизм идет точно по звездному времени, что можно проверить по экваториальной звезде. Вследствие ошибки установки два полученных изображения не совпадают. Для вычисления поправок установки в угловой мере пользуются формулами:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \varphi &= - \left\{ \frac{X}{\sin \delta} \cos t - Y \sin t \right\} \frac{2,06 \cdot 10^5}{15 dt}, \\ \Delta A &= - \left\{ \frac{X}{\sin \delta} \sin t - Y \cos t \right\} \frac{2,06 \cdot 10^5}{15 dt} \sec \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (1.27)$$

где  $X$  и  $Y$  — прямоугольные координаты (в радианах) второго изображения звезды относительно осей с началом в первом изображении, причем ось  $X$  направлена по проекции параллели к востоку, ось  $Y$  — по меридиану к югу,  $t$  — часовой угол звезды в середине интервала между выдержками,  $dt$  — величина интервала в секундах времени, а  $\varphi$  — широта места. Принятые знаки  $X$  и  $Y$  показаны на рис. 69. Формулы (1.27) получил Рамбо. Измеряя фотографию, получаем ошибки  $\Delta \varphi$  и  $\Delta A$  с большей точностью, если выбранная звезда не очень близка к полюсу и поправки за дифференциальную рефракцию невелики. В противном случае поправки за рефракцию надо учесть (формулы для учета рефракции приведены в главе XI), полагая

$$X = X' - \Delta X, \quad Y = Y' + \Delta Y,$$

где  $\Delta X$  и  $\Delta Y$  — поправки за дифференциальную рефракцию, а  $Y'$  и  $X'$  — измеренные координаты второй звезды.

После того как одним из описанных способов определены ошибки установки  $\Delta \varphi$  и  $\Delta A$ , можно произвести исправление. Для исправления установки телескопа по высоте берем на крест нитей звезду в меридиане и недалеко от полюса. Исправляем отсчет по окулярному микрометру горизонтальной нити гида за ошибку  $\Delta \varphi$  и подгоняем установочными винтами телескоп. Для установки по азимуту направляем телескоп на экваториальную звезду в меридиане, ставим ее на крест нитей и изменяем отсчет микрометра вертикальной нити на угол  $\Delta A \sin(\varphi - \delta)$ , после чего подгоняем установку винтами.

**§ 14. Уравновешивание телескопа.** Астрономический телескоп должен быть полностью уравновешен в своих подвижных частях. Он должен находиться в безразличном равновесии. Для этого центр тяжести подвижных частей должен находиться в точке пересечения полярной оси и оси склонений. Ввиду большого количества сменных вспомогательных приборов современных телескопов (спектрографов, фотометров, интерферометров и т. п.) наблюдателю приходится самому уравновешивать телескоп при замене одного

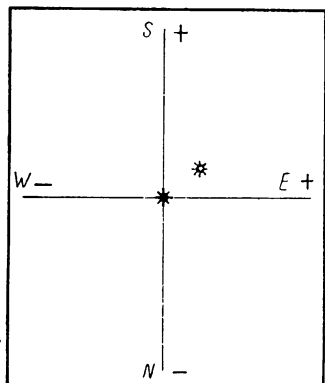


Рис. 69.

прибора другим. Подобное уравнивание особенно необходимо в современных телескопах, снабженных шарикоподшипниками, которые весьма чувствительны даже к небольшим отклонениям в равновесии телескопов. Для уравнивания телескопа, установленного на параллактическом штативе, необходимо проверить его в четырех положениях: в двух положениях для проверки равновесия на оси склонений и в двух положениях для проверки равновесия на полярной оси.

Для уравнивания телескопа на оси склонений ставим телескоп в горизонтальное положение в меридиане. Снимая или добавляя грузы к окулярному или объективному концу, или, в случае скользящего груза, передвигая его вдоль штанги, добиваемся того, чтобы телескоп был уравновешен в этом положении, что обнаруживается при легком покачивании телескопа рукой (вверх и вниз). Если это достигнуто, то центр тяжести трубы телескопа находится на вертикальной линии, проходящей также и через центр оси склонений. В общем случае эти две точки, находясь на одной вертикали, могут, однако, не совпадать. Поэтому следующий шаг состоит в том, что телескоп направляется в зенит. Это положение телескопа наиболее чувствительно для контроля несовпадения двух указанных точек, находящихся в данном случае на горизонтальной линии. Покачивая телескоп в направлении север — юг и добавляя или снимая соответствующие грузы, добиваемся равновесия телескопа. Если это достигнуто, то телескоп одинаково легко идет в направлении юга и севера и находится в безразличном равновесии относительно оси склонений.

Затем нужно уравновесить телескоп относительно полярной оси. Для этого закрепляем телескоп зажимом по склонению (в меридиане) и слегка качаем его вокруг полярной оси. Перемещая основной противовес на конце оси склонений, добиваемся того, чтобы телескоп одинаково легко двигался в направлении на запад и на восток. Если это достигнуто, то центр тяжести подвижных механизмов находится в вертикальной плоскости, проходящей через полярную ось. Однако, в общем случае, центр тяжести подвижных механизмов еще не будет находиться на пересечении оси склонения и полярной оси. Он может быть выше или ниже места этого пересечения, что скажется при выводе телескопа из меридиана. Чтобы достигнуть совпадения центра тяжести подвижных частей с пересечением оси склонения и полярной оси, необходимо переместить телескоп (вокруг полярной оси) в часовой угол  $\pm 6^h$ . Это положение наиболее чувствительно к несовпадению двух указанных центров. Последнее можно почувствовать, если проконтролировать легкость перемещений телескопа путем качания в этом положении. Добавляем в соответствующем месте дополнительные грузы. Место их расположения, вес и расстояние от центра пересечения осей определяется специфической конструкцией данного инструмента.

**§ 15. Эффекты температуры.** В телескопах всех систем весьма нежелательны температурные изменения, особенно, если эти изменения могут вызвать перемену фокусировки, и, следовательно, как указывалось, снизить предельную (при данной экспозиции) звездную величину. Наблюдателю приходится каждый раз перефокусировать телескоп в соответствии с изменениями температуры. Такая перефокусировка зачастую требуется даже в течение одной ночи наблюдения, что технически бывает трудно осуществить. Обычно наблюдатели на фотографических телескопах составляют таблицы установки фокуса в зависимости от температуры инструмента. При визуальных наблюдениях фокусировка может производиться в процессе наблюдений. Теоретически этот вопрос изучался Д. Д. Максуповым. Оказалось, что у двухлинзового крон-флинтowego ахромата изменение фокусного расстояния в зависимости от температуры происходит в соответствии

с формулами:

$$F_t = F_0 (1 + \eta t), \quad \eta = \frac{(\alpha_k - \gamma_k) \nu_k - (\alpha_\phi - \gamma_\phi) \nu_\phi}{\nu_k + \nu_\phi},$$

где  $\alpha_k, \alpha_\phi$  — линейные коэффициенты расширения кроны и флинта,  $\gamma_k, \gamma_\phi$  — температурные коэффициенты показателей преломления кроны и флинта, а  $\nu_k, \nu_\phi$  — их коэффициенты дисперсии. Можно подобрать коэффициент расширения для трубы (тубуса) телескопа таким, чтобы он был близок к  $\eta$ . Тогда с изменением температуры фотографическая пластинка или другой приемник света будет оставаться в фокусе телескопа и надобность в частой перефокусировке отпадает. Правда, при этом следует учитывать разницу

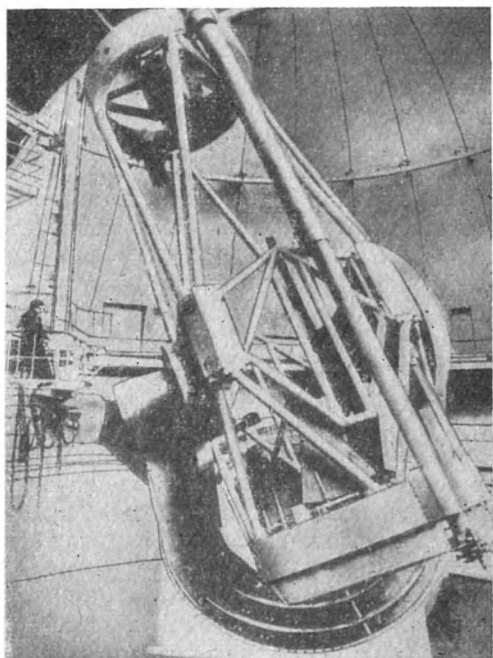


Рис. 70.

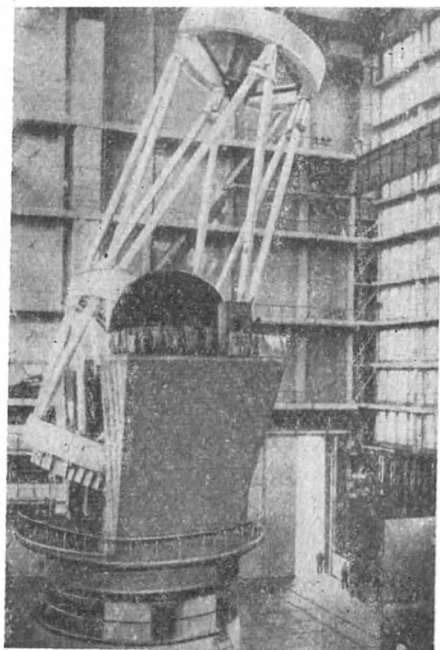


Рис. 71.

температурной инерции стекла и металла. То же следует сказать и о более сложных объективах и о зеркальных телескопах. В последнем случае необходимо согласовать температурные изменения фокусного расстояния зеркала и тубуса телескопа. Именно так, в соответствии с идеей, высказанной Д. Д. Максуповым, осуществляется температурная компенсация, например, 137-см рефлектора обсерватории Милан-Мерате (зеркало и труба телескопа из сплава алюминия с добавками).

В заключение первых двух глав приводим на рис. 70 фотографию крупнейшего в Европе 2,6-м телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории Академии наук СССР, изготовленного отечественной фирмой ЛОМО. Подобный же новый телескоп строится и для Бюраканской астрофизической обсерватории Академии наук Армянской ССР. На рис. 71 приведена фотография крупнейшего в мире 6-м телескопа, изготовленного также фирмой ЛОМО в кооперации со многими конструкторскими, производственными и научными учреждениями. Технические задания на него были разработаны в Главной

астрономической (Пулковской) обсерватории (ГАО АН СССР), которая осуществляла и начальную организацию всех работ, связанных со строительством новой Специальной астрономической обсерватории АН СССР на Северном Кавказе и 6-м телескопа. Председателем широкого Комитета по этому вопросу был академик А. А. Михайлов. На фотографии телескоп еще находится в цехе ЛОМО, но во время печатания этой книги он уже монтируется на месте.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Блажко С. Н., Русский астрономический календарь 27, 127, 1924; 28, 137, 1925.
2. Добронравин П. П., Изв. КраО АН СССР 3, 69, 1948.
3. Емельянов Г. С., Оптико-механическая промышленность № 7, 1967.
4. Жербина А. С., Изв. ГАО АН СССР № 184, 1968.
5. Иоаннисиани Б. К., Новая техника в астрономии, вып. 1, М.—Л., 1963.
6. Иоаннисиани Б. К., Новая техника в астрономии, вып. 3, Л., 1970.
7. Крат В. А., Котляр Л. М., Природа, № 9, 1968.
8. Мельников О. А., Купревич Н. Ф., Марков А. В., Слюсарев Г. Г., Современный телескоп, «Наука», 1968.
9. Михельсон Н. Н., Изв. ГАО АН СССР № 169, 1961.
10. Михельсон Н. Н., Изв. ГАО АН СССР № 181, 1966.
11. Михельсон Н. Н., Новая техника в астрономии, вып. 2, М.—Л., 1965.
12. Пономарев Н. Г., Бюлл. Астр. ин-та № 36, 1934.
13. Телескопы, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхёрст, ИЛ, 1963.
14. Щеглов П. В., Электронная телескопия, Физматгиз, 1963.
15. Biesbrock G. van, Pop. Astr. 50, 253, 1942.
16. The Construction of Large Telescopes, ed. D. L. Crawford. IAU Symp. № 27. London—New York, 1966.
17. Ingraо H. C., Sky a. Tel. 35, 279, 1968.
18. Rambaut A. A., M. N. 54, 85, 1894.
19. Scheiner J., Die Photographie der Gestirne. Leipzig, 1897.
20. Woolley R., Nature 216, 855, 1967.

## ГЛАВА III

### ПРИВОДЫ И СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ТЕЛЕСКОПАМИ

**§ 16. Назначение приводов и системы управления.** Для выполнения астрономических наблюдений необходимо навести телескоп на интересующий астронома объект. Затем необходимо длительно следить за объектом, поворачивая оптическую ось телескопа непрерывно и с высокой степенью точности следом за вращающимся небосводом. Для этой цели телескоп, установленный на монтировке, снабжается приводами и системой управления. Они включают: 1) часовой механизм, 2) двигатели наведения, 3) редукторы и передачи, 4) отсчетные устройства. Кроме того, система управления содержит устройства для перемещения оптических элементов с целью фокусировки или смены оптических схем, для управления затворами, крышками и другими вспомогательными механизмами.

**§ 17. Системы наведения телескопа.** В старых инструментах наведение на звезду осуществлялось путем непосредственного поворота трубы за ручки, укрепленные около окуляра, или при помощи штурвалов, кинематически связанных с осями телескопа. Отсчет координат производился посредством лимбов. В некоторых инструментах можно было выполнять отсчет лимбов в микроскопы, окуляры которых размещались на окулярном конце трубы. Но у большинства телескопов это было сделано только для круга склонений. Круг часовых углов приходилось отсчитывать в окуляр, помещенный на колонне инструмента. После грубого наведения телескопа инструмент «зажимают», т. е. посредством зажимных винтов, выведенных к окулярному концу телескопа, скрепляют его с осями и производят точную установку телескопа при помощи ключей. Ключами называют ручки, выведенные к окулярному концу. Кинематическая схема одного из таких механизмов конструкции Гребба (1894 г.) представлена на рис. 72. Труба телескопа жестко соединена с осью склонений  $O_1O_1'$ . Ключ зажима склонений ( $KЗ-δ$ ) скрепляет поводок  $A$  с полый трубой  $BB$ , намертво соединенной с полярной осью  $O_2O_2$ . Ключ тонкой коррекции склонений ( $TK-δ$ ), скрепленный с трубой телескопа, поворачивает поводок  $A$ , исправляя тем самым положение телескопа. В принципе эта часть не отличается от устройства поворота любого теодолита. Аналогично устроен и механизм зажима и коррекции по прямому восхождению. Управление здесь возможно как от основания колонны (посредством ключей  $KЗ-α'$  и  $TK-α'$ ), так и от окулярного конца трубы. Ключ зажима по прямому восхождению ( $KЗ-α$ ), расположенный у окуляра телескопа, передает вращение зажимному винту  $E$  через шестерни  $F$  и  $G$ , укрепленные на общей полый втулке  $H$ . Ключ тонкой коррекции ( $TK-α$ ) передает вращение коррекционному винту  $L$  через шестерню  $M$ , свободно вращающуюся вокруг втулки  $H$ . Часовое ведение телескопа осуществляется при помощи часового механизма через червяк  $N$  и червячную шестерню  $Q$ . Отсчеты координат производятся по лимбам. Для наведения по прямому восхождению  $α$  лимб  $T$  устанавливается в соответствии со значением  $α$  звезды, после чего телескоп

поворачивается в соответствии с звездным временем  $S$ . Лимб имеет свой зажим ( $ЗЛ$ ) и винт коррекции ( $КЛ$ ). С изобретением сельсинов (30-е годы XX в.) появилась возможность дистанционно передавать отсчеты углов поворота телескопа на один или несколько пультов управления.

Сельсином (от английского *self* и греческого синхронос — одновременный) называется специальная электрическая машина, внешне напоминающая электрический двигатель. Сельсин содержит статор и ротор, на которых имеются обмотки. Связь внешних цепей с роторными обмотками осуществляется

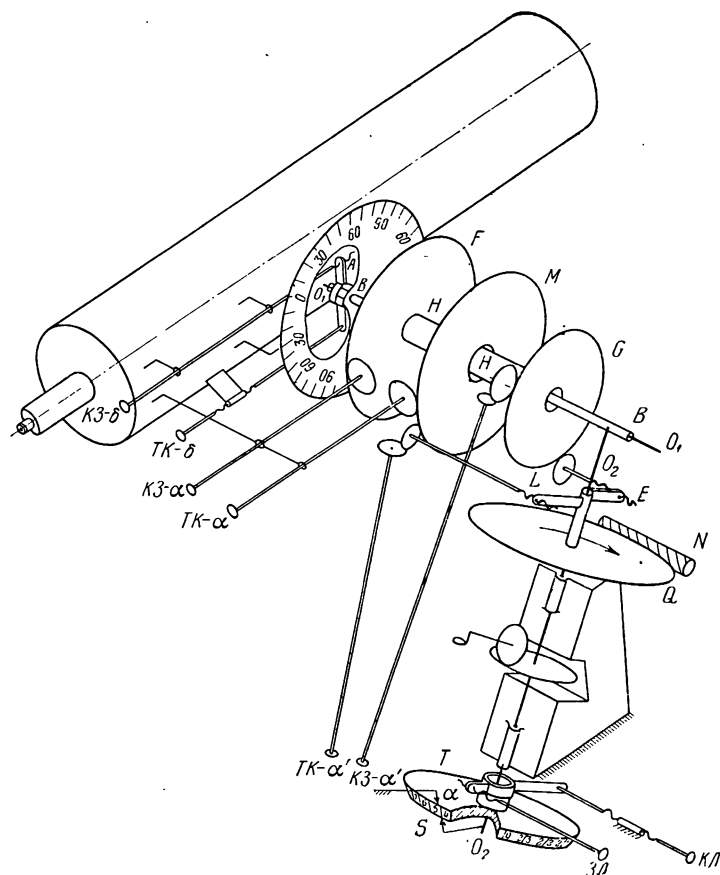


Рис. 72.

посредством токосъемных колец. На чертежах и схемах роторные обмотки пересекаются двумя concentric кружками, а статорные помещаются рядом. На более обобщенных схемах обмотки не изображаются вовсе, а рисуются только два кружка с выводами от них, причем иногда число жил обозначается числом черточек, пересекающих провод. Такое обозначение принято на рис. 75. Конструктивно сельсины делятся на *сельсины-датчики* ( $СД$ ), *сельсины-приемники* ( $СП$ ), *сельсины-трансформаторы* ( $СТ$ ) и *дифференциальные сельсины* ( $ДС$ ). Все они (кроме дифференциального сельсина) имеют одну двухфазную обмотку на статоре и три обмотки на роторе. Дифференциальный сельсин имеет трехфазные обмотки как на роторе, так и на статоре.

Сельсинной связью называется соединение сельсинов между собой, при котором один сельсин (сельсин-приемник) повторяет повороты другого сельсина (сельсина-датчика). Сельсинная связь позволяет передавать углы

поворота различных осей и валов на расстояние. На рис. 73 представлены три варианта схем включения сельсинов. Схема *а* — *индикаторное включение* сельсинов, когда статорные обмотки сельсина-датчика и сельсина-приемника включены в общую сеть переменного тока, а роторные обмотки соединены между собой. Токи, трансформированные в обмотках ротора сельсина-датчика (*СД*), определяются углом  $\varphi$  поворота ротора. Эти токи, взаимодействуя с током в статоре сельсина-приемника (*СП*), вызывают появление механического момента, стремящегося повернуть ротор сельсина-приемника (*СП*) на тот же угол  $\varphi$ . Момент этот невелик и может использоваться лишь для поворота шкалы, укрепленной на роторе сельсина приемника (*СП*). Поэтому такое включение и получило название индикаторного. На схеме *б* представлено *трансформаторное включение* сельсинов, в котором сельсин-датчик (*СД*)

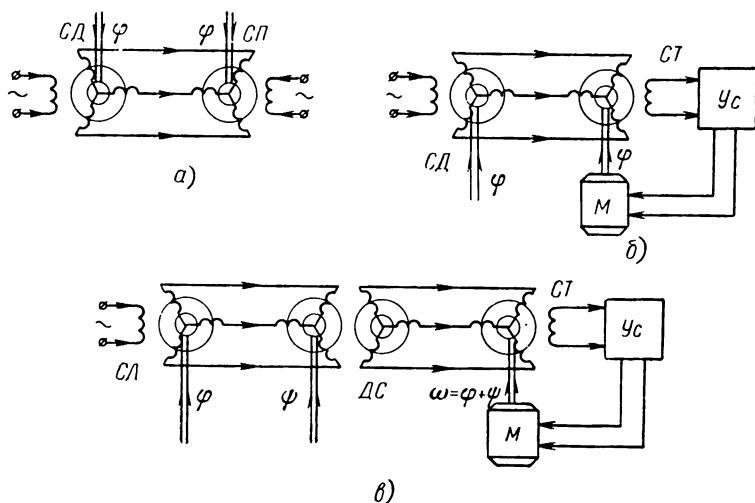


Рис. 73.

питает сельсин-трансформатор (*СТ*). Напряжение, трансформированное на статорной обмотке сельсина-трансформатора (*СТ*), поступает на усилитель (*Ус*). Последний питает двигатель *М*, поворачивающий ротор (*СТ*) до исчезновения сигнала на входе усилителя. Применение усилителя и мотора, называемого *серводвигателем*, позволяет использовать систему для вращения любых механизмов и для отслеживания ими поворотов маломощных датчиков. Поэтому такое включение получило название *следающей системы*. На схеме *в* представлено применение дифференциального сельсина (*ДС*). Если ротор сельсина-датчика (*СД*) повернуть на угол  $\varphi$ , а ротор дифференциального сельсина (*ДС*) на угол  $\psi$ , то ротор сельсина-трансформатора (*СТ*) (или сельсина-приемника) повернется на угол  $\omega = \varphi + \psi$ . Таким образом, сельсины позволяют передавать вращение на расстояние, заменяя механический вал «электрическим валом» или осуществить «электрический дифференциал», складывающий углы поворотов двух валов, находящихся в разных местах. Применение дифференциальных сельсинов позволяет не только вводить различные поправки, но и вычислять часовой угол по заданным прямому восхождению звезды и звездному времени. В отдельных случаях в следящих системах с усилителями и отработывающими серводвигателями вместо сельсинов используются *синусно-косинусные вращающиеся трансформаторы (СКВТ)*, имеющие по две обмотки как на статоре, так и на роторе. На схемах *СКВТ* обозначаются прямоугольником с двумя крестами. Прямой крест соответствует двум статорным обмоткам, косой (в кружке) — двум роторным (см.



рис. 75). В 2,6-м рефлекторе ЗТШ (см. рис. 70) применены для автоматического наведения именно такие элементы, а в системе контроля — сельсины.

Типичная схема передачи отсчета угла склонения от телескопа к пульту управления с применением индикаторных сельсинов представлена на рис. 74. Червяк 1 передает вращение червячной шестерне 2 и соединенному с ней телескопу. Передаточное отношение червячной пары составляет  $1 : 360$ . С червячной шестерней соединен сельсин-датчик грубого отсчета (СДГО), а с червяком — сельсин-датчик точного отсчета (СДТО). На пульте управления (ПУ) имеются сельсины-приемники грубого (СПГО) и точного (СПТО) отсчета, каждый из которых соединен со своей шкалой. Шкала грубого отсчета (ГО) разделена на 360 частей. Поворот телескопа на  $1^\circ$  соответствует повороту шкалы ГО на одно деление. При этом червяк и сельсин-датчик (СДТО) сделают полный оборот, а сельсин-приемник точного отсчета (СПТО) повторит его. Шкала точного отсчета (ТО) разделена на 60 частей, каждая из которых соответствует повороту телескопа на угол в  $1'$ . Такая система шкал называется *двухотсчетной*. Аналогичным образом легко осуществима и *трехотсчетная* система с тремя сельсинами-датчиками, тремя сельсинами-приемниками и шкалами грубого, среднего и точного отсчета.

Для автоматического наведения телескопа на нужную точку неба используются следующие системы с сельсинами-трансформаторами (по схеме рис. 73, б). В этом случае сельсин-датчики со своими шкалами располагаются на пульте управления, а сельсин-трансформаторы — на телескопе.

Астроном (или оператор) при помощи маховичков или вспомогательных двигателей устанавливает на шкалах нужные координаты. Исполнительные двигатели поворачивают телескоп до полного согласования его положения с заданным на пульте. Так как удобно задавать прямое восхождение, а телескоп надо поворачивать на часовой угол в соответствии с формулой  $t = S - \alpha$ , то в цепь включается дифференциальный сельсин (по схеме рис. 73, в). Именно так, в принципе, осуществляется наведение телескопов диаметром 5 м на обсерватории Маунт Паломар (США), 2 м в Шемахе (Азерб. ССР) и 2,6 м ЗТШ в Крыму. На рис. 75 представлена схема привода полярной оси последнего. Кинематические связи изображены двойными линиями со стрелками, указывающими направление передачи движения. Электрические цепи изображены одинарными линиями с черточками, указывающими на число фаз (жил) в линии.

Очевидно, что для наведения телескопа на звезду его следует повернуть на часовой угол  $t_* = S - \alpha$ , где  $S$  — звездное время,  $\alpha$  — прямое восхождение звезды. Но фактически первоначально телескоп может иметь часовой угол  $t_T$ , отличный от заданного. Система наведения содержит мотор звездного времени  $M_S$ , который встроен в пульт управления (ПУ). Он непрерывно вращает два СКВТ- $S$  (применена двухотсчетная система с использованием не сельсинов, а СКВТ). Маховичком  $P$  астроном поворачивает два вращающихся

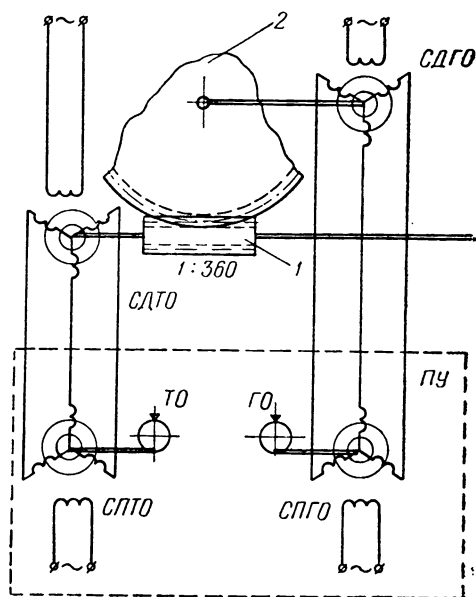


Рис. 74.



ным мотором  $M_s$  в соответствии с ходом звездного времени, что дает возможность отсчитывать по шкалам  $\alpha_{отр}$  на пульте управления непосредственно прямое восхождение телескопа.

Привод полярной оси содержит прецизионную червячную пару, необходимую для точного суточного ведения телескопа. Часто применяют две одинаковые соосные пары: одна (более точная) служит для суточного ведения телескопа и для тонкой коррекции, а другая для грубого наведения. Так сделано и в телескопе ЗТШ и в 5-м телескопе обсерватории Маунт Паломар. Червячные шестерни жестко соединены с полярной осью телескопа, а червяки вращаются синхронно независимо от того, который из приводов работает — грубого наведения или тонкой коррекции и ведения. При работе двигателя грубого наведения червяк часового ведения ( $ЧЧВ$ ) освобождается и получает возможность небольших продольных смещений. Поэтому при быстрой переброске телескопа с объекта на объект он не несет никакой нагрузки и не изнашивается. После того как наведение окончено, наоборот, точный червяк ( $ЧЧВ$ ) поджимается в продольном направлении, включаясь в работу, а грубый червяк ( $ЧГН$ ) освобождается; благодаря этому ошибки грубой червячной пары не влияют на точность ведения телескопа. У рефлектора ЗТШ переключение червяков осуществляется посредством двух эксцентриковых кулачков ( $КГН$ ) и ( $КЧВ$ ), поворачиваемых отдельным двигателем ( $M$ ) (см. рис. 75). У 5-м телескопа переключение червяков грубого наведения ( $ЧГН$ ) и точного часового ведения ( $ЧЧВ$ ) осуществляется при помощи гидравлического цилиндра ( $Ц$ ) (см. левую часть рис. 83). В нем поршень перемещается под давлением масла и конические пальцы, укрепленные на концах штока поршня, освобождают один и закрепляют другой червяк.

Двигатель грубого наведения ( $ГН$ ) телескопа подключен к механизму постоянно. При его работе электромагнитная муфта ( $ЭМ$ ) отключает двигателя точного ведения. При работе последнего ротор двигателя грубого наведения проворачивается вхолостую. На валу двигателя грубого наведения устанавливается маховик ( $Мх$ ); он необходим для предотвращения чрезмерных ускорений при разгоне и отключении двигателя, а также при случайных внезапных перебоях в питании телескопа электроэнергией. Для исключения возможности поломок редукторов служат фрикционные муфты ( $ФМ$ ), которые проскальзывают при перегрузках. Скорость наведения обычно составляет около  $60^\circ/\text{мин}$ , хотя сейчас имеется явное стремление увеличить ее. В 2-м рефлекторе Шемахинской обсерватории она доведена до  $120^\circ/\text{мин}$ . В небольших рефлекторах, предназначенных специально для электрофотографии, когда доля времени, затрачиваемая для перевода телескопа с одной звезды на другую значительна, доводят скорость наведения до  $240^\circ/\text{мин}$ . Современные системы наведения обеспечивают точность до  $15\text{--}30''$ , достаточную для того, чтобы обнаружить звезду в поле зрения даже в фокусе кудэ. Для окончательного центрирования звезды на щели спектрографа или в диафрагме электрофотометра применяется система точного наведения и тонкой коррекции. Для точного наведения обычно выбирается скорость около  $1^\circ/\text{мин}$ , а для тонкой коррекции — не выше  $2'/\text{мин}$ .

**§ 18. Тонкая коррекция положения телескопа.** Тонкая коррекция необходима не только для точного наведения, но и для исправления небольших, но весьма заметных (особенно при фотографических наблюдениях) отклонений оптической оси телескопа от заданного направления. Такие отклонения могут вызываться различными причинами, из которых упомянем следующие:

а) ошибки часового механизма;

б) ошибки передач, особенно в последней червячной паре из-за случайных и систематических (периодических) ошибок нарезки червяка или червячной шестерни, а также из-за эксцентриситета червяка;

в) гнутие трубы, монтировки и ее осей; оно меняется во время длительной экспозиции из-за изменения ориентации телескопа по отношению к вертикали;

г) ошибка установки полярной оси телескопа по азимуту и широте и неперпендикулярность осей телескопа;

д) медленные изменения рефракции, вызываемые как изменением зенитного расстояния наблюдаемого объекта, так и изменениями метеорологических условий (температуры и атмосферного давления).

В старых инструментах для тонкой коррекции телескопа по прямому восхождению было распространено применение планетарных механизмов. Один из таких механизмов, получивший странное название *электрической*

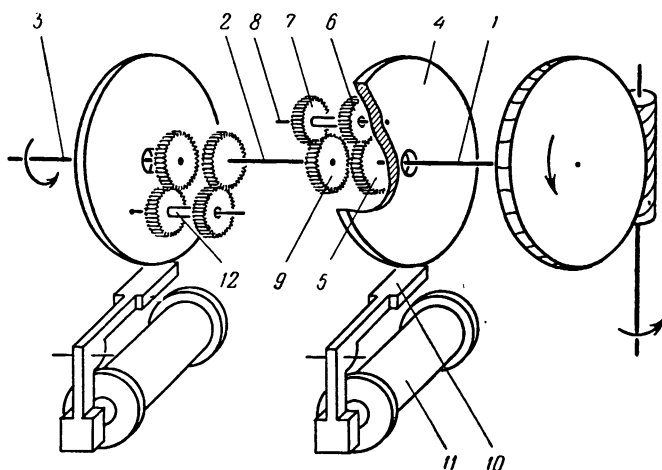


Рис. 76.

*мышь*, был предложен в XIX веке Греббом и широко применялся как Цейсом, так и на ГОМЗ'е в инструментах до 1940—1950 гг. Электрическая мышь состоит из вала, разрезанного на три части, обозначенные 1, 2 и 3 на рис. 76. Часовой механизм приводит во вращение через червячную пару вал 1. Диск 4 может свободно вращаться на валу 1, а шестерня 5 скреплена с валом. Диск 4 несет две скрепленные между собой планетарные шестерни 6 и 7, свободно вращающиеся на валу 8, который закреплен в диске 4. Шестерня 7 сцепляется с шестерней 9, сидящей на валу 2. Шестерни 5 и 9 имеют соответственно  $n$  и  $n + 1$  зубец. Диск 4 может останавливаться тормозом 10 при включении электромагнита 11. Если электромагнит обесточен, то система планетарных шестеренок работает как поводок, и скорость вращения вала 2 не отличается от скорости вращения вала 1. Если же электромагнит находится под напряжением, то диск 4 не вращается, и планетарная система осуществляет от вала 1 к валу 2 передачу с отношением  $n/(n + 1)$ . Аналогично второй планетарный механизм 12 осуществляет передачу от вала 2 к валу 3 с отношением  $(n + 1)/n$ . Вал 3 соединен с телескопом. Таким образом, включая электрический ток в один из двух электромагнитов, можно уменьшить или увеличить скорость часового ведения телескопа. В более новых телескопах для точного наведения и тонкой коррекции применяются отдельные двигатели, соединяемые с полярной осью посредством электромагнитных муфт и механических дифференциалов. Управление мотором тонкой коррекции (*ТК* на рис. 75) осуществляется через блок реле (*БР*) нажатием соответствующих кнопок на клавише (*Кл*).

Привод оси склонений в крупных телескопах обычно также осуществляется через червячную пару. Грубое и точное наведение и тонкая коррекция осуществляются при помощи отдельных двигателей, связанных между собой дифференциалами. В более старых инструментах (а иногда и в новых, например в 3-м рефлекторе Ликской обсерватории в США) привод грубого наведения оси склонений осуществляется через цилиндрическую пару, а точное наведение и тонкая коррекция вводятся посредством *води́ла* и *винта*. Водило жестко связано с трубой телескопа и несет гайку, а винт закреплен на плече, укрепленном на корпусе оси склонений и приводится во вращение электродвигателем. Для выборки мертвого хода винтового механизма оси склонений в старых инструментах широко применялся трехвинтовой механизм

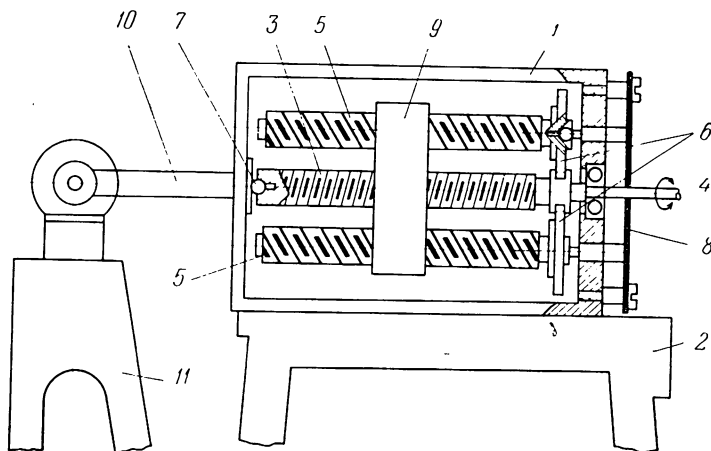


Рис. 77.

Цейса (рис. 77). Механизм собран в раме 1, скрепленной с неподвижным плечом 2 механизма коррекции и содержит три винта. Центральный винт 3 приводится во вращение мотором тонкой коррекции через вал 4. Он имеет обычно шаг 2 мм с левой резьбой, а боковые винты 5 — шаг 6 мм с правой резьбой. Винты соединены между собой зубчатой передачей 6 с передаточным отношением 1 : 3. Центральный винт опирается в упорный подшипник 7, предотвращающий возможность его продольных перемещений, а боковые винты поджимаются плоской пружиной 8. Все три винта имеют общую гайку 9,

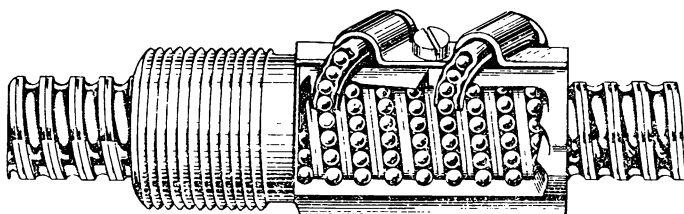


Рис. 78.

парнирно соединенную тягой 10 с водилом 11. Благодаря этому усилие пружины 8 передается через боковые винты 5 гайке 9 и тем самым мертвый ход выбирается на протяжении всего перемещения гайки от одного края винта до другого. Несколько более совершенный механизм коррекции с использованием *шарикового винта* применен в новом 2-м телескопе, построенном

Народным предприятием Карл Цейс (Йена, ГДР) для Шемахинской обсерватории (1966 г.). Канавки винта заполнены шариками, катящимися между ним и гайкой (рис. 78). По мере выхода шариков из резьбы гайки они попадают в трубку, по которой вновь попадают в резьбу, но уже с другой стороны.

§ 19. Часовые механизмы, центробежные регуляторы, секундный контроль и лунно-планетный привод. Ведение телескопа с суточной скоростью (1 об/сут) следом за звездой осуществляется часовым механизмом, который содержит *привод* и *регулятор*. Последний служит для поддержания заданной, строго постоянной скорости часового механизма. В обычных часах в качестве регуляторов используются маятники и балансиры. Однако для телескопов они непригодны, так как дают прерывистое движение регулируемого механизма. Поэтому в телескопах применяют часовые механизмы с центробежными регуляторами. Один из первых часовых механизмов был установлен на рефракторе Фраунгофера, построенном для обсерватории в Дерпте (Тарту) по заказу В. Я. Струве в начале XIX в. Он был гиревым с центробежным регулятором. Груз, опускающийся на тросе или на цепи, приводил во вращение ряд зубчатых передач и через них — регулятор и телескоп. Такие механизмы широко применяются до сих пор. Большинство используемых регуляторов относится к центробежным регуляторам типа Уатта:

на вращающемся шпинделе укреплены два рычага с грузами на концах; под воздействием центробежной силы грузы расходятся и поднимаются, прижимаясь тормозными колодками, укрепленными на них, к шлифованной поверхности. Возникающее при этом трение уменьшает скорость механизма.

Регулятор должен обладать *астатизмом*, т. е. скоростью, которую он поддерживает, не должна меняться при изменении нагрузки, а малому изменению скорости должны соответствовать большое изменение отброса рычага с грузом и сильное изменение силы трения фрикциона. Астатизм регулятора Уатта осуществляется, когда

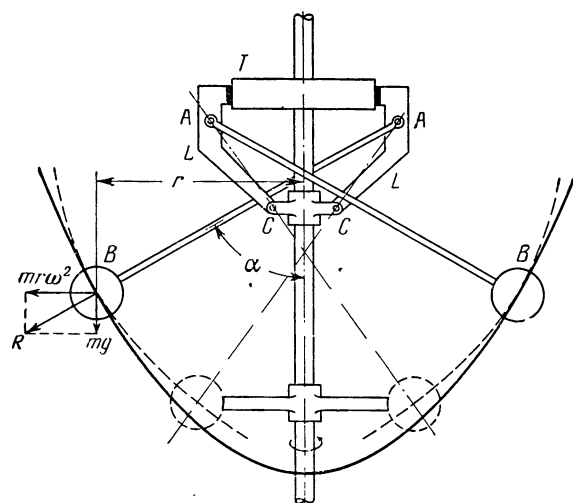


Рис. 79.

груз под влиянием центробежной силы  $m r \omega^2$  и веса  $mg$  перемещается по поверхности параболоида (рис. 79). При этом результирующая сила в любом положении нормальна к траектории груза. Из условия равновесия сил имеем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r \omega^2}{g},$$

а из уравнения параболы, если  $p$  есть ее параметр,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r}{p}.$$

Отсюда находим, что равновесие будет, если угловая скорость  $\omega$  удовлетворяет условию

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{p}}.$$

В первом приближении этому условию удовлетворяет регулятор Юнга. В нем два груза  $B$  висят на крест-накрест расположенных тягах, шарнирно прикрепленных в точках  $A$  к рычагам  $L$ . Точка  $A$  находится в центре кривизны параболы, которая здесь аппроксимируется окружностью. Рычаги  $L$  в свою очередь шарнирно соединены в точках  $C$  с траверзой  $CC$ , жестко скрепленной с осью регулятора. Свободные концы рычагов  $L$  несут тормозные колодки, прижимающиеся при вращении регулятора к неподвижному тормозному барабану  $T$ . Когда регулятор неподвижен, то грузы  $B$  упрутся в размещенную на оси вращения опору так, что направление рычага совпадает с прямой  $AC$ , как это показано на рис. 79 прерывистыми линиями.

Репсольд в 1899 г. предложил совершенно астатический регулятор (рис. 80). Часовой механизм вращает поводок  $1$ , в паз которого входит верхний конец упругого стержня  $2$ . Нижний конец стержня намертво закреплен в основании регулятора. В верхнем конце стержня укреплен груз  $3$ . При вращении поводка  $1$  груз  $3$  отклоняется под воздействием центробежной силы и изгибает стержень  $2$ . Центробежная сила

$$P_1 = m\omega^2 R$$

уравновешивается силой упругости стержня  $2$ , которая равна

$$P_2 = \frac{3EI}{l^3} R,$$

где  $E$  — модуль Юнга,  $I$  — момент инерции,  $l$  — длина стержня,  $R$  — величина его изгиба. Точность регулятора Репсольда превзошла точность всех

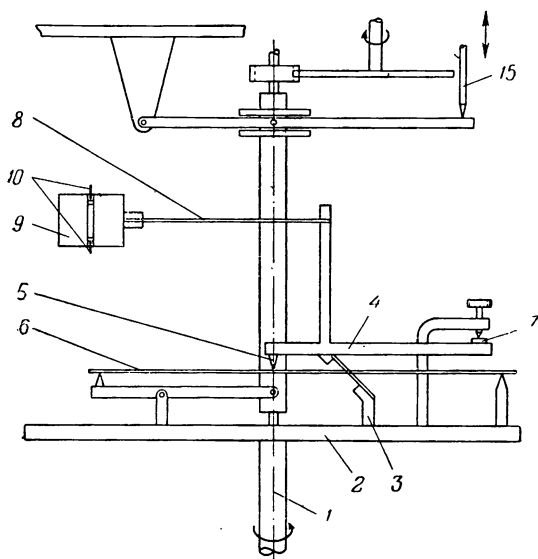


Рис. 81.

известных к тому времени регуляторов, хотя он и чувствителен к изменению температуры. Регулятором Репсольда были снабжены 76-см рефрактор и нормальный астрограф Пулковской обсерватории.

В 20-е годы XX в. гиревые часовые механизмы начали снабжаться электрическими моторами для их подзаводки. В дальнейшем появились и чисто электрические часовые механизмы. Рассмотрим часовой механизм Цейса с регулятором Мейера (рис. 81). Этот регулятор близок к астатическому. В нем электрический мотор приводит во вращение вертикальный шпиндель  $1$  с планшайбой  $2$ , на которой на стойке  $3$  посредством плоской пружины укреплен рычаг  $4$ . На одном конце рычага  $4$  укреплены упоры  $5$ , передающие

давление рычага двум симметрично расположенным плоским пружинкам  $6$  (на рис. 81 видна только одна из них); на другом конце рычага  $4$  имеется электрический контакт  $7$ . Кроме того, рычаг  $4$  имеет вертикальную стойку,

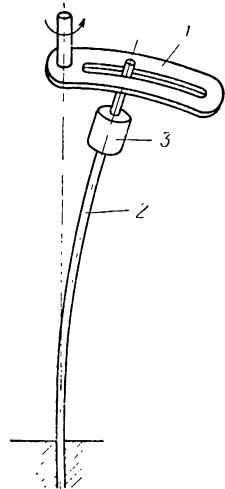


Рис. 80.

которая через плоскую пружину 8 соединена с небольшим грузиком 9. Грузик поддерживается еще одной плоской пружиной 10, показанной на рисунке с торца. Эти две пружины позволяют грузику 9 перемещаться лишь в радиальном направлении. Центробежная сила, действующая на грузик, передается пружиной 8, рычагом 4 и его упорами 5 плоским пружинам 6, вызывая их изгиб и одновременно замыкая контакт 7. Электромотор, вращающий регулятор, имеет в цепи возбуждения сопротивление, закорачиваемое контактом 7 регулятора. Мотор отрегулирован так, что при закороченном сопротивлении скорость его вращения на 5% меньше, чем требуется, но включение сопротивления в обмотку возбуждения увеличивает его скорость на 10%. Таким образом, если обороты возрастают, то груз 9 закорачивает своими контактами 7

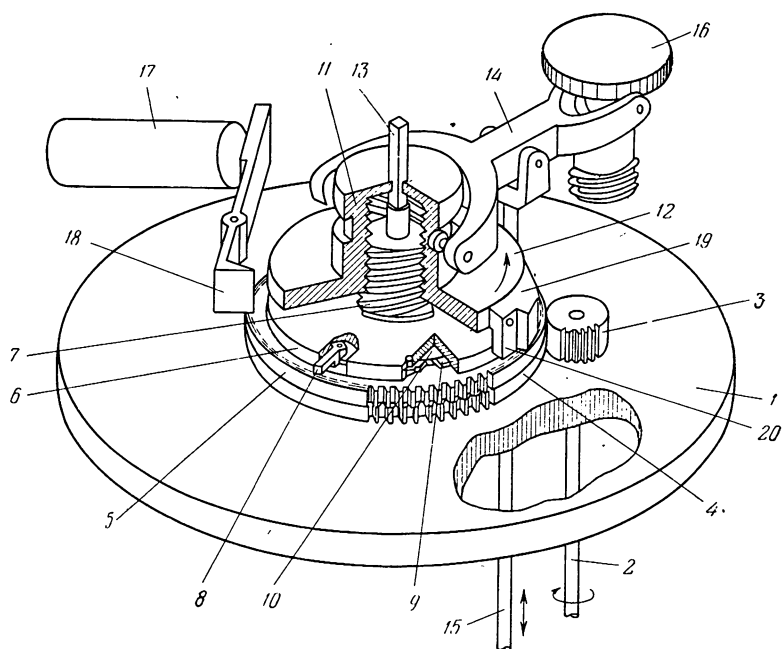


Рис. 82.

сопротивление, и скорость мотора падает. При правильной регулировке эти включения происходят столь часто, что их следует рассматривать не как замыкания и размыкания контакта, а как его переходное сопротивление, включенное последовательно с постоянным сопротивлением. Существуют и другие разновидности регулятора Мейера.

Центробежные регуляторы обеспечивают плавность и равномерность хода телескопа. Однако как бы хорошо ни работал регулятор, все же невозможно отрегулировать его так, чтобы он обеспечивал в точности ту скорость, которая требуется для ведения телескопа за объектом наблюдения. Небольшое различие скорости приводит при продолжительных наблюдениях к накоплению ошибки. Для строгой синхронизации работы регулятора с вращением небосвода применяется коррекция хода часового механизма телескопа при помощи точных астрономических часов или контактного хронометра, ежесекундно выдающих короткие импульсы электрического тока в механизм, получивший название *секундного контроля*. Схематически механизм секундного контроля, наиболее распространенный в СССР, изображен на рис. 82. Он укрепляется на верхней крышке 1 центробежного регулятора. Часовой



механизм через вертикальный вал 2 и шестерню 3 передает вращение шестерне 4, имеющей обычно 100 зубцов, причем нормально она совершает 1 оборот за 2 сек. Шестерня 4 соединена через шестерню 3 с шестерней 5, имеющей 99 зубцов, которая поэтому несколько опережает шестерню 4. Шестерня 5 фрикционно соединена с диском 6, имеющим резьбовую цилиндрическую часть 7. Диск 6 несет рычажок 8, при помощи которого фрикционная связь диска с шестерней 5 может расцепляться (для этой связи служит подковообразная пружина 9, скрепленная с диском 6 и обжимающая цилиндрический выступ 10 на шестерне 5). При расцеплении диска 6 и шестерни 5 диск может удерживаться от вращения, совместного с шестерней 5. Резьба 7 диска 6 ввинчивается в гайку 11, закрепленную на втором диске 12. Гайка 11 вместе с диском 12 может перемещаться по высоте, но лишена возможности вращаться отдельно от вала 13, на котором сидит шестерня 4. Когда фрикцион между шестерней 5 и диском 6 сцеплен, поворот одной шестерни относительно другой вызовет опускание гайки 11. Через рычаг 14 и тягу 15 (см. также рис. 81) перемещение гайки 11 передается центробежному регулятору, вызывая ускорение его хода. На основании 1 механизма секундного контроля укреплены винт 16, позволяющий регулировать тягу 15, и электромагнит 17, который притягивает якорь 18. Электромагнит включается током от контактного хронометра один раз в две секунды. Когда якорь 18 притягивается, его выступ задевает за рычажок 8, освобождая при этом фрикцион и удерживая диск 6 от вращения. Благодаря этому происходит обратное движение винта 7 относительно гайки 11. Последняя поднимается и, воздействуя на центробежный регулятор, уменьшает скорость хода часового механизма. При правильной работе секундного контроля и регулятора за один оборот вала 13 рычажок 8 притормаживает диск 6 на 1/99 оборота, а в промежутках между двухсекундными импульсами шестерня 5 медленно вновь уводит его вперед на ту же величину. Чтобы притормаживание диска было именно на 1/99 оборота (это соответствует одному зубу шестерни 5), на диске 11, скрепленном с гайкой, имеется выступ 19 со скосом. Скос отталкивает якорь 18 электромагнита и тем самым не позволяет ему проталкивать рычажок 8 и диск 6 дальше, чем это нужно. Таким образом, ошибка хода часового механизма исправляется каждые две секунды.

Этот механизм можно использовать с любым центробежным регулятором. В частности, простейший статический регулятор вместе с секундным контролем обеспечивает вполне удовлетворительное ведение телескопа. Необходимо отметить, что описанный механизм позволяет работать и с отключенным контролем. Для этого на диске 12 имеется выступ 20. Последний вместе с гайкой 11 непрерывно опускается за счет разности в числе оборотов шестерен 4 и 5. Диск 6 с рычажком 8 вращается быстрее шестерни 4 и диска 12 и рано или поздно наступит момент, когда рычажок 8 догонит выступ 20, упрется в него и выключит фрикцион. Это обеспечит возможность беспрепятственного вращения системы шестерен 4 и 5, не вызывая подъема или опускания гайки, так как винт и гайка через посредство системы рычажок 8 — выступ 20 — диск 12 будут вращаться с одной скоростью. Чтобы это наступило при нужном числе оборотов, выступы 19 и 20 могут переставляться по диску 12.

В современных крупных телескопах в качестве двигателей в часовых механизмах применяются синхронные электрические моторы, питаемые стабильной или строго регулируемой частотой. Они не требуют ни центробежных регуляторов, ни секундного контроля, просты и надежны в эксплуатации. Обычно такие двигатели называются *мотор-часами*. В качестве источников частоты используются струнные, камертонные или кварцевые генераторы. В телескопе ЗТШ (см. рис. 75) двигатели тонкой коррекции (ТК) и мотор-часы (МЧ) подключены через механические дифференциалы ( $D_1$ ) и ( $D_2$ ).

Мотор-часы питаются стабильной частотой от специального генератора стабильной частоты (ГСЧ).

Схема часового привода 5-м телескопа Паломарской обсерватории приведена на рис. 83. Механизмом, управляющим скоростью телескопа, является *струнный генератор Уоррена*. Он представляет собой струну, натянутую грузом. Посредине струны укреплен маленький постоянный магнит, а рядом помещаются две катушки. Одна из них включена в сеточную цепь лампового генератора, а другая — в его анодную цепь. Вместе они составляют замкнутую систему с положительной обратной связью. Анодная катушка

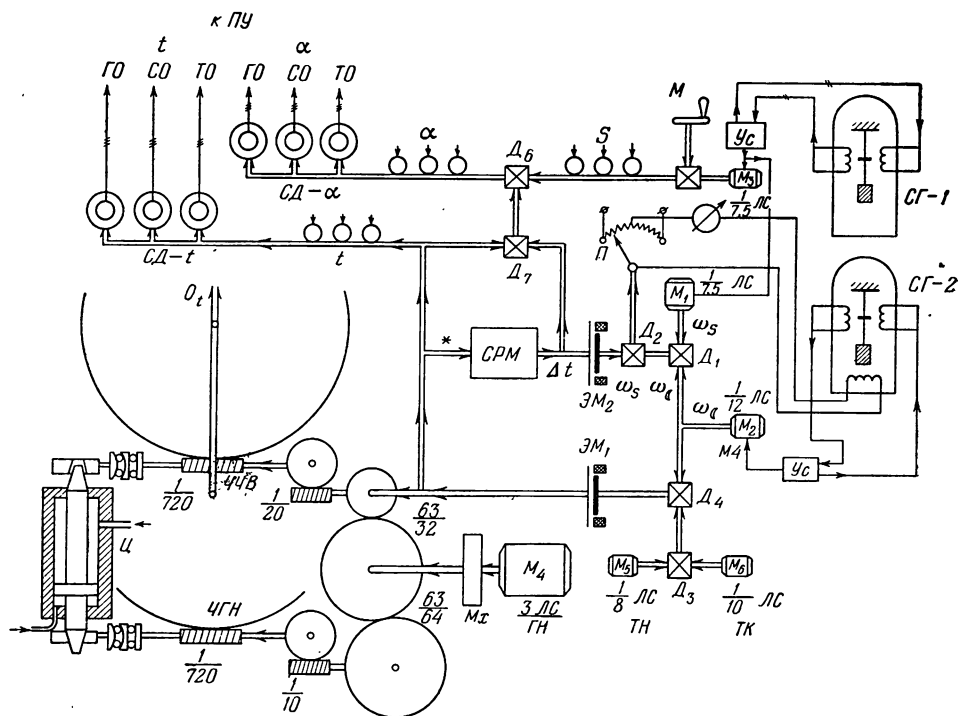


Рис. 83.

поддерживает колебания струны, а с сеточной катушки снимается сигнал, усиливаемый затем электронной лампой. Частота колебаний струны определяется степенью ее натяжения. Последняя регулируется при помощи соленоида, который воздействует на второй магнит, укрепленный в грузе. Струнный генератор (СГ-1) вырабатывает стабильную частоту, заставляющую двигатели ( $M_1$ ) и ( $M_3$ ) вращаться с постоянной скоростью  $\omega_s$ , соответствующей ходу звездного времени. Вторым струнный генератор (СГ-2), частота которого регулируется потенциометром ( $\Pi$ ), приводит во вращение со скоростью  $\omega_c$  синхронный двигатель ( $M_2$ ), являющийся мотор-часами. Именно он и ведет 5-м телескоп следом за наблюдаемым объектом. Мощность его составляет всего 60 вт, однако, благодаря большой редукции (1 : 2 592 000) и малому трению в гидростатических подшипниках полярной оси, этого достаточно для вращения полярной оси с телескопом, вес которого достигает 500 т.

В механическом дифференциале ( $D_1$ ) происходит вычитание скоростей  $\omega_s$  и  $\omega_c$ . Во втором дифференциале ( $D_2$ ) происходит сравнение этой разности с поправкой  $\Delta t$ , поступающей в виде угловой скорости из счетно-решающего

механизма (СРМ)\*). Разность скоростей

$$\omega_{\text{с}} - \omega_{\text{с}} - \Delta t,$$

вырабатываемая дифференциалом ( $D_2$ ), поступает на ползунок потенциометра ( $\Pi$ ), заставляя его поворачиваться и менять частоту генератора (СГ-2), а стало быть, и скорость мотора ( $M_2$ ), до тех пор, пока последняя не удовлетворит условию

$$\omega_{\text{с}} = \omega_{\text{с}} + \Delta t.$$

При этом ползунок потенциометра ( $\Pi$ ) остановится. При всяком отклонении скорости  $\omega_{\text{с}}$  двигателя ( $M_2$ ) от заданной скорости  $\omega_{\text{с}} + \Delta t$  вновь вступит

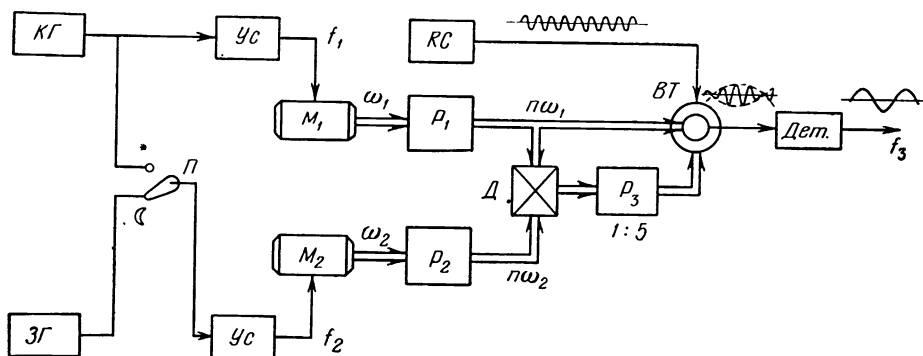


Рис. 84.

в действие этот механизм. Здесь осуществлен принцип управления по скорости с отрицательной обратной связью (от потенциометра ( $\Pi$ ) к струнному генератору (СГ-2)). Задавая на пульте управления величину скорости  $\Delta t$ , наблюдатель может заставить телескоп следовать за подвижным объектом — Луной, планетой и т. п. Такой механизм получил название *лунно-планетного привода*.

Двигатель ( $M_4$ ) предназначен для быстрого наведения телескопа на объект (со скоростью  $45^\circ/\text{мин}$ ); его мощность 3 л. с. При включении двигателя ( $M_4$ ) электромагнитные муфты ( $\mathcal{E}M_1$ ) и ( $\mathcal{E}M_2$ ) отключают точные приводы от телескопа. Двигатели ( $M_5$ ) и ( $M_6$ ) служат соответственно для точного наведения (со скоростью  $40'/\text{мин}$ ) и тонкой коррекции (со скоростью  $1',5/\text{мин}$ ). Двигатель ( $M_3$ ) служит для передачи отсчетов звездного времени  $S$  и прямого восхождения  $\alpha$  на шкалы. В 5-м телескопе впервые были широко применены сельсины для дистанционной передачи отсчетов углов на многочисленные пульты управления. Для этого служат сельсины-датчики прямого восхождения ( $СД-\alpha$ ) и часового угла ( $СД-t$ ).

В телескопе РМ-700 (диаметр главного зеркала 0,7 м) в Пулковке применен другой принцип устройства лунно-планетного привода. Схема его приведена на рис. 84. Она содержит кварцевый генератор (КГ) высокой стабильности, звуковой генератор (ЗГ) регулируемой частоты и два усилителя (Ус), которые питают ток синхронные моторы ( $M_1$ ) и ( $M_2$ ). Эти моторы через одинаковые редукторы ( $P_1$ ) и ( $P_2$ ) присоединены к двум входам механического

\*) Фактически СРМ, предназначенный для учета влияния атмосферной рефракции, гнущая инструмента, ошибок привода и др., построен не был. Его заменяет двигатель, управляемый с центрального пульта управления. Механическая связь СРМ с выходным валом привода, обозначенная на рис. 83 звездочкой, на самом деле отсутствует. Двигатель задает скорость  $\Delta t$ .

дифференциала ( $D$ ). Кроме того, редуктор ( $P_1$ ) соединен с ротором вращающегося трансформатора ( $BT$ ). Если частотам  $f_1$  и  $f_2$  кварцевого и звукового генераторов соответствуют угловые скорости  $\omega_1$  и  $\omega_2$  двигателей ( $M_1$ ) и ( $M_2$ ), а передаточное отношение редукторов ( $P_1$ ) и ( $P_2$ ) составляет  $n$ , то на выходе дифференциала ( $D$ ) будет угловая скорость  $1/2n (\omega_1 - \omega_2)$ . После редуктора ( $P_3$ ) с передаточным отношением  $1 : 5$  угловая скорость будет  $1/10n (\omega_1 - \omega_2)$ . Эта скорость передается статору вращающегося трансформатора ( $BT$ ). Следовательно, ротор  $BT$  вращается относительно статора со скоростью

$$\omega = n \left[ \omega_1 + \frac{1}{10} (\omega_1 - \omega_2) \right]. \quad (1.28)$$

Первичная обмотка вращающегося трансформатора ( $BT$ ), расположенная на его статоре, питается от вспомогательного РС-генератора, к стабильности которого не предъявляется никаких требований. Мгновенное значение тока во вторичной обмотке ( $BT$ ), расположенной на роторе, пропорционально косинусу угла между плоскостями первичной и вторичной обмоток. При вращении ротора  $BT$  относительно статора будет происходить амплитудная модуляция выходного напряжения с частотой

$$f_3 = 2n \left[ \omega_1 - \frac{1}{10} (\omega_1 - \omega_2) \right]. \quad (1.29)$$

Это модулированное напряжение после детектирования обуславливает переменный ток частоты  $f_3$ , который определяет скорость вращения телескопа

вокруг полярной оси. Из формул (1.28) и (1.29) видно, что, желая изменить скорость телескопа на  $k\%$ , необходимо изменить частоту звукового генератора ( $ЗГ$ ) на  $10k\%$ . В свою очередь колебания частоты  $ЗГ$  (вызываемые его прогревом и др.) вызовут в 10 раз уменьшенную ошибку в скорости телескопа. При наблюдении звезд оба мотора питаются от кварцевого генератора ( $КГ$ ), для чего служит переключатель ( $\Pi$ ). Сходная система часового и лунно-планетного привода применена и в 2,6-м телескопе ЗТШ в Крыму.

В лунно-планетном приводе по часовому углу к суточной скорости телескопа добавляется (или вычитается) небольшая дополнительная скорость. Следовательно, относительное изменение

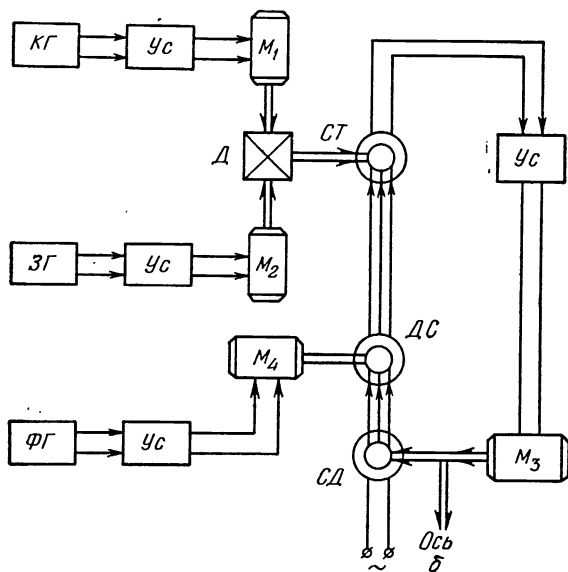


Рис. 85.

скорости мотор-часов составляет небольшую величину. Значительно труднее осуществить лунно-планетный привод по склонению, так как при наблюдении звезд склонение не меняется вовсе. Значит, для плавного задания любой (в том числе и сколь угодно малой скорости телескопа в пределах от 0 до максимальной (обычно около  $1'/\text{мин}$ )) необходим бесконечно большой диапазон регулирования скорости исполнительного двигателя, что неосуществимо. Поэтому здесь прибегают к дифференциальному механизму. Такой механизм, примененный в 2-м телескопе Шемахинской обсерватории, представлен на рис. 85. Он состоит из двух дви-

гателей, ( $M_1$ ) и ( $M_2$ ), питаемых одним кварцевым генератором ( $KГ$ ) высокой стабильности, другой звуковым генератором ( $ЗГ$ ) регулируемой частоты. Дифференциал ( $Д$ ) вырабатывает разность двух скоростей, которую уже легко регулировать в широком диапазоне. Дифференциал соединен с сельсином-трансформатором ( $СТ$ ). С осью склонений телескопа кинематически связан сельсин-датчик ( $СД$ ), питаемый сетью переменного тока. Через дифференциальный сельсин ( $ДС$ ), о назначении которого будет сказано в § 20, напряжение передается ротору сельсина-трансформатора ( $СТ$ ). Если положения роторов  $СД$  и  $СТ$  между собой не согласованы, то на статорной обмотке  $СТ$  появляется сигнал ошибки, который питает усилитель ( $Ус$ ). Усиленный ток заставляет мотор ( $M_3$ ) поворачивать ось склонений до согласования сельсинов.

§ 20. Фотогид. Для точного гидирования недостаточно даже лучших часовых механизмов, так как они не в состоянии учесть гнутие инструмента, изменение рефракции во время наблюдений, ошибки кинематических цепей привода и т. д. Приходится непрерывно, воздействуя через механизмы тонкой коррекции, подправлять положение телескопа, наблюдая звезду и удерживая ее на кресте нитей гида. Это утомительно и не всегда обеспечивает достаточно высокое качество снимков. Автоматическое гидирование с использованием фотоэлемента, питаемого светом звезды, впервые было осуществлено в 1937 г. Уитфордом и Кроном. Устройства, предназначенные для этой цели, получили названия *фотогидов*. В настоящее время широкое распространение получили два типа фотогидов: со светоделящей пирамидой и с полудисковым модулятором.

В первом типе (рис. 86) в фокусе телескопа (или гида) установлена вершина четырехгранной зеркальной пирамиды 1, на которой строится изображение звезды. Свет звезды разделяется гранями пирамиды на четыре части, попадающие каждая на свой фотоумножитель 2. Два фотоумножителя управляют коррекцией в направлении координаты  $t$ , два — в направлении  $\delta$ . Противоле-

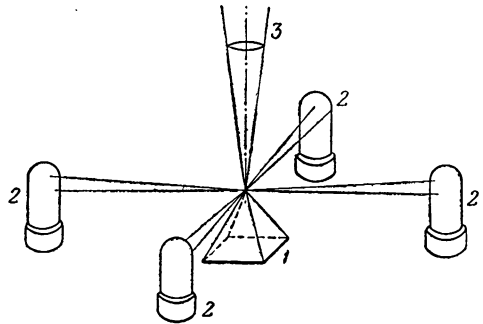


Рис. 86.

жащие фотоумножители включены попарно в мостиковые схемы. При точной установке звезды на вершине пирамиды фотоумножители освещены одинаково, токи в их нагрузках равны и мостики находятся в равновесии. При смещении звезды с вершины пирамиды в соответствующем мостике нарушается баланс. Возникающий ток поступает в электронный усилитель и управляет двигателем тонкой коррекции телескопа. Этот же принцип широко используется для автоматического слежения за Солнцем. Однако здесь вместо пирамиды используется экран с четырьмя радиальными щелями, вырезающими узкие полоски из изображения диска Солнца. Позади каждой из щелей установлен фотоэлемент. В остальном схема мало отличается от предыдущей.

Во втором типе фотогидов (рис. 87) в фокусе телескопа (или гида) находится вращающийся полудиск 1 с острым лезвием (ножом), касающимся оптической оси. В отечественных образцах фотогидов, разработанных под руководством Ю. А. Сабинаина, нож укреплен внутри полого вала специальной электрической машины, совмещающей в себе электрический двигатель и генератор опорного напряжения. Двигатель служит для того, чтобы приводить нож (называемый *модулятором*) во вращение вокруг оси, перпен-

дикулярной к его плоскости. Если изображение звезды установлено точно за оси двигателя 2, то при вращении ножа свет, попадающий на фотоумножитель, не будет менять свою интенсивность. При смещении звезды нож будет открывать то большую, то меньшую часть изображения звезды, вследствие чего световой поток после ножа и ток, вырабатываемый фотоумножителем (*фототок*), окажутся переменными — модулированными. При малых сме-

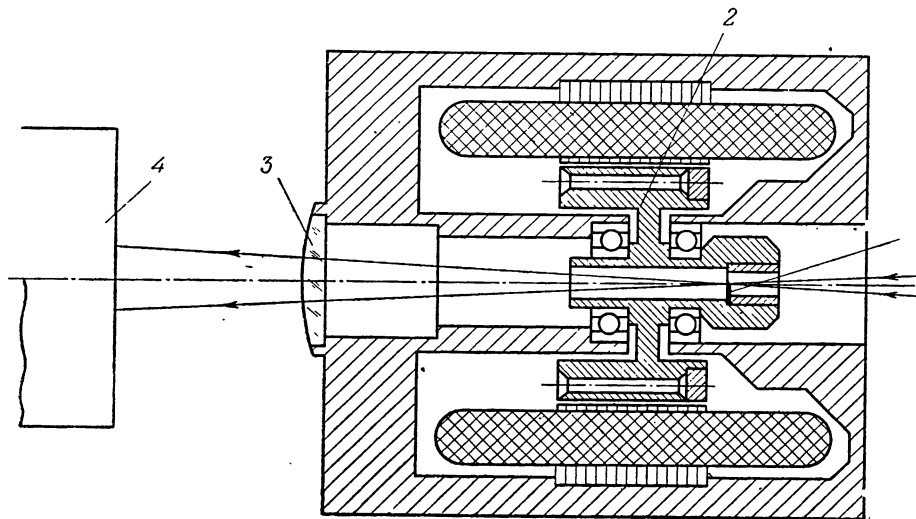


Рис. 87.

щениях звезды глубина модуляции пропорциональна величине смещения и сигнал будет приблизительно синусоидальным. При больших смещениях звезды сигнал становится трапецевидным и даже почти прямоугольным.

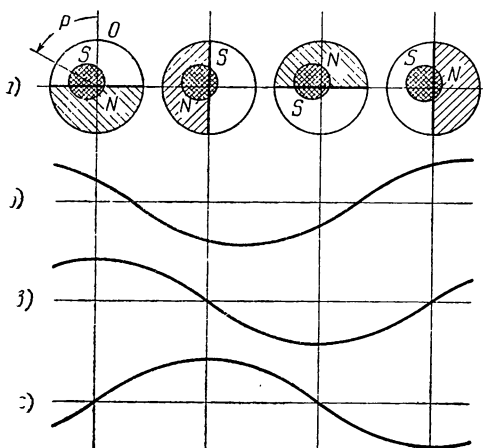


Рис. 88.

Частота модуляции равна числу оборотов ротора двигателя 2, а фаза определяется направлением смещения звезд. Но чувствительность разных точек фотокатода фотоумножителя различная. Поэтому смещение изображения звезд могло бы вызвать ложные сигналы. Чтобы этого не было применяют специальную линзу 3 устанавливаемую перед фотоумножителем 4. Эта линза переносит на фотокатод фотоумножителя не подвижное изображение звезды, а изображение входного зрачка (объектива) телескопа, равномерно заполненного светом звезды гидирования. Эта линза называется линзой Фабри. На рис. 87 она также обозначена цифрой 3.

Для определения направления, в котором необходимо повернуть телескоп, надо определить фазу сигнала. Для этого ее нужно сравнить с фазой неизменного опорного сигнала, связанного с направлениями координат  $t$  и  $\delta$ . Опорный сигнал вырабатывается специальным генератором. На рис. 88 представлена временная диаграмма работы модулятора. Пусть изображение зве-

зды  $S$  сдвинута в поле зрения  $O$  модулятора относительно его центра в направлении позиционного угла  $p$ , как указано на рис. 88, а. Тогда, в процессе вращения ножа  $N$ , кривая фототока будет представлена синусоидой (рис. 88, б), проходящей через нуль в момент, когда лезвие ножа составляет с направлением круга склонений угол  $p$ . Генератор опорного напряжения вырабатывает два сдвинутых на  $90^\circ$  синусоидальных напряжения: одно (рис. 88, в), проходящее через нуль в момент, когда лезвие ножа совпадает с направлением круга склонений, другое (рис. 88, г), проходящее через нуль, когда лезвие ножа повернется на  $90^\circ$ .

Упрощенная схема системы управления телескопом с применением фотогида дана на рис. 89. Объектив ( $O$ ) строит изображение звезды на ноже ( $N$ ) модулятора, который вращается мотором ( $M$ ). Линза Фабри ( $ЛФ$ ) строит

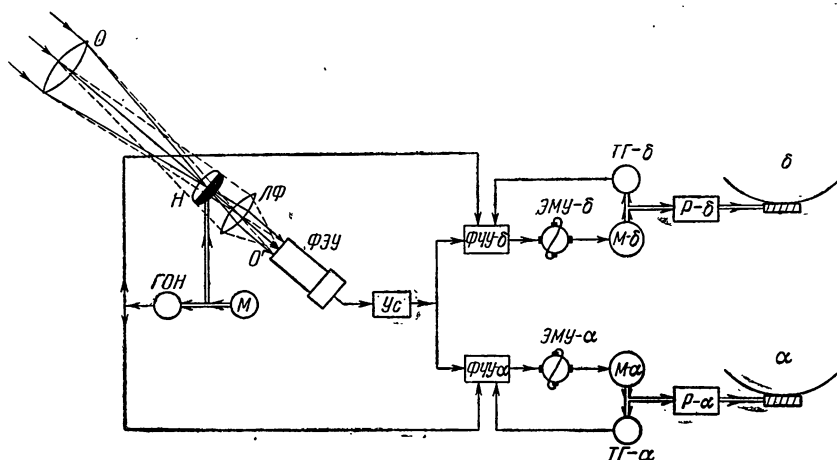


Рис. 89.

на фотокатоде фотоумножителя ( $ФЭУ$ ) изображение ( $O'$ ) объектива ( $O$ ). Фотоумножитель ( $ФЭУ$ ) вырабатывает фототок; он усиливается, после чего сравнивается в двух фазочувствительных усилителях ( $ФЧУ-\alpha$ ) и ( $ФЧУ-\delta$ ) с сигналами генератора опорных напряжений ( $ГОН$ ). Фазочувствительные усилители вырабатывают напряжения, пропорциональные компонентам ошибки по каждой из координат. Эти напряжения через электромашинные усилители ( $ЭМУ-\alpha$ ) и ( $ЭМУ-\delta$ ) питают двигатели ( $М-\alpha$ ) и ( $М-\delta$ ), исправляющие через редукторы ( $Р-\alpha$ ) и ( $Р-\delta$ ) положение телескопа. Стабилизация работы системы осуществляется посредством отрицательной обратной связи. Для этой цели с исполнительными двигателями соединены тахогенераторы ( $ТГ-\alpha$ ) и ( $ТГ-\delta$ ), т. е. электрические машины, вырабатывающие напряжения, пропорциональные скорости их вращения. Напряжения от тахогенераторов подаются на входы соответствующих фазочувствительных усилителей  $ФЧУ-\alpha$  и  $ФЧУ-\delta$  и уменьшают их коэффициенты усиления. Таким образом, чем больше скорость работы двигателей, тем меньше коэффициент усиления, и наоборот. Это стабилизирует работу системы, не уменьшая ее чувствительности при малых сигналах ошибки.

Обычно для фотогидирования используются специальные двигатели, воздействующие на телескоп через механический дифференциал. Так, например, сделано в телескопе ЗТШ (см. рис. 75), где фотогид ( $ФГ$ ) питает через усилители мотор ( $МФГ$ ), связанный с остальной частью привода телескопа дифференциалом ( $Д_1$ ). В Шемахинском 2-м телескопе (см. рис. 85) в приводе по склонению фотогид ( $ФГ$ ) управляет двигателем ( $М_4$ ), который передает

вращение не через механический дифференциал, а при помощи электрического дифференциала. Для этого в цепь следящей сельсинной связи между лунно-планетным приводом и телескопом включен дифференциальный сельсин (ДС).

Фотогиды получили широкое применение и существует много модификаций их (с применением телевизионной техники, с накоплением сигнала от слабых звезд и т. д.). Современные фотогиды способны уверенно вести телескоп при световом потоке  $3,4 \cdot 10^{-11}$  лм, что соответствует приблизительно звезде  $11^m$  при диаметре питающей оптики 1000 мм, а при использовании метода накопления — по звезде до  $13-14^m$ . Фотогид может исправлять положение всего телескопа, как, например, в 2-м телескопе Шемахинской обсерватории. Однако иногда применяют так называемое «местное гидирование», перемещая только одну кассету, установленную в специальных двухкоординатных салазках со взаимно перпендикулярным движением. Такая кассета называется *кассетой Ричи*. В случае использования спектрографа, который из-за его большого веса невозможно укрепить в салазках, применяют плоскопараллельную стеклянную пластинку, укрепленную в кардане перед щелью спектрографа. Поворот пластинки смещает изображение звезды на щели спектрографа, компенсируя этим ошибки ведения телескопа. Естественно, что «местное гидирование» может быть более быстродействующим, чем гидирование всем телескопом.

Фотогиды применяются не только для автоматического ведения телескопа за звездой, но также и для выполнения ряда вспомогательных задач. Так, в 1,5-м астрометрическом астрографе Стрэнда в Морской обсерватории США во Флагстаффе фотогид используется для автоматической выверки коллимации. В 2,6-м рефлекторе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории при помощи фотогида выверяется гнутие телескопа и гида. Эта схема была предложена Б. К. Иоаннисиани. В обоих случаях используется искусственный источник света, за перемещением которого следит фотогид.

**§ 21. Применение в телескопах счетно-решающих механизмов.** В современных телескопах широко используются счетно-решающие механизмы. В качестве основных элементов счетно-решающих устройств применяются ко-

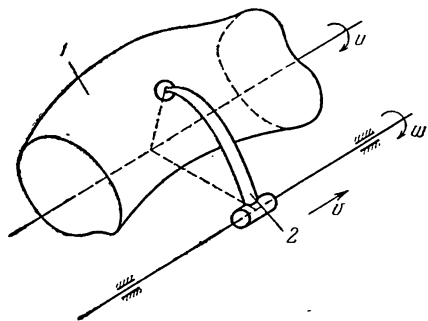


Рис. 90.

ноиды, построительные механизмы («фантом»), функциональные потенциометры, синусно-косинусные вращающиеся трансформаторы, суммирующие трансформаторы и усилители и, конечно, исполнительные двигатели. *Конноидом* (рис. 90) называется пространственный кулачок сложного профиля, посредством которого можно воспроизвести любую непрерывную функцию двух независимых переменных  $w = f(u, v)$ . Для этой цели конноид 1 поворачивается вокруг своей оси на угол, пропорциональный аргументу  $u$ , а щуп его 2 перемещается поступательно в направлении, параллельном той же оси, пропорционально аргументу  $v$ . При надлежащем профиле ко-

ноида поворот рычага щупа будет пропорционален  $w$ . Мы опишем два применения счетно-решающих устройств: для компенсации влияния средней астрономической рефракции и для управления куполом.

а) **А т м о с ф е р н а я р е ф р а к ц и я** смещает изображение светила в направлении к зениту. При этом видимые экваториальные координаты  $\alpha$  и  $\delta$  изменяются и становятся отличными от каталожных. Для того чтобы телескоп навести на звезду с каталожными координатами  $\alpha$  и  $\delta$ , приходится вво-



дять поправки, которые в первом приближении имеют такой вид:

$$r_t = -r_0 \operatorname{tg} z \sin q \sec \delta, \quad r_\delta = r_0 \operatorname{tg} z \cos q, \quad (1.30)$$

где  $r_0 \approx 60''$  — постоянная рефракции,  $z$  — зенитное расстояние звезды,  $q$  — параллактический угол ее,  $\delta$  — склонение звезды. Формулы (1.30) можно преобразовать к виду

$$r_t = f_1(t, \delta), \quad r_\delta = f_2(t, \delta). \quad (1.31)$$

Эти зависимости легко реализовать механически при помощи двух коноидных механизмов. Впервые такой способ исправления средней рефракции предполагалось применить в 5-м телескопе обсерватории Маунт Паломар. Однако реально такой механизм был осуществлен лишь в СССР на телескопе ЗТШ. Он состоит из двух коноидов ( $K-t$ ) и ( $K-\delta$ ), кинематически связанных с с полярной осью телескопа (см. рис. 75). Передаточное отношение связи составляет 1 : 1, т. е. при повороте телескопа на угол  $t$  каждый из коноидов также повернется на угол  $t$ . Продольные перемещения щупов пропорциональны склонению. Передача угла склонения в счетно-решающий механизм осуществляется посредством сельсинной связи, содержащей сельсин-трансформатор ( $СТ-\delta$ ), усилитель ( $УС-2$ ) и двигатель ( $М-\delta$ ). Вырабатываемые коноидными механизмами поправки

$$\Delta t = r_t = f_1(t, \delta), \quad \Delta \delta = r_\delta = f_2(t, \delta)$$

вводятся при помощи электрических дифференциалов в следящую систему управления. В приводе полярной оси телескопа ЗТШ используется для этой цели синусно-косинусный вращающийся трансформатор ( $СКВТ-\Delta t$ ), а в системе отработки — дифференциальные сельсины ( $ДС-\Delta t$ ). Так как величины поправок незначительны, то в цепи грубого отсчета они не вводятся.

б) Второй областью применения счетно-решающих устройств является **с и н х р о н и з а ц и я** в р а щ е н и я к у п о л а и телескопа. Дело в том, что в то время как телескоп равномерно поворачивается следом за звездой вокруг полярной оси, купол должен поворачиваться по сложному закону, в соответствии с изменением азимута звезды. Одновременно противоветровая штора, перемещающаяся вверх и вниз вдоль щели купола для защиты телескопа от ветра, должна передвигаться в соответствии с изменением зенитного расстояния звезды. Необходимость непрерывно следить за положением купола и шторы утомляет наблюдателя и отрывает его от основной работы. Применение автоматической синхронизации значительно облегчает труд астронома.

Для автоматической синхронизации вращения купола и перемещения шторы с движением телескопа получил применение так называемый **фантом** (от английского слова phantom — призрак, привидение). Это маленькая модель телескопа и купола (рис. 91). Модель телескопа ( $МТ$ ) соединена с самим телескопом ( $Т$ ) следящей системой с использованием сельсинов-датчиков и сельсинов-трансформаторов ( $СД-\delta$ ,  $СТ-\delta$ ,  $СД-t$  и  $СТ-t$ ), усилителей и двигателей, поворачивающих модель в соответствии с положением телескопа. Труба модели телескопа входит в щель ( $Щ$ ) модели купола ( $МК$ ) и при своем смещении касается края щели, замыкая при этом один из двух имеющихся контактов ( $K_1$  или  $K_2$ ) — на правой или левой стороне щели модели. Тем самым включается мотор модели ( $ММ-A$ ), поворачивающий модель купола ( $МК$ ) до размыкания контакта. Модель купола связана с самим куполом ( $K$ ) силовой следящей системой с использованием сельсина-датчика азимута ( $СД-A$ ), сельсина-трансформатора ( $СТ-A$ ), усилителя и мощного двигателя ( $МК-A$ ), поворачивающего купол ( $K$ ) до соответствия его положения положению модели ( $МК$ ). Таким образом, купол оказывается согласованным



форматора получает напряжение от одной из роторных обмоток первого, легко получить напряжение

$$V = V_0 k_1 k_2 f_1(\alpha) f_2(\beta),$$

где  $f_1$  и  $f_2$  — тригонометрические функции углов поворотов роторов первого и второго трансформаторов.

Операцию сложения (или вычитания) легко осуществить на *суммирующем трансформаторе*. Это обычный (не вращающийся) трансформатор с двумя входными первичными обмотками и одной вторичной. Если на первичные обмотки поданы напряжения  $V_1$  и  $V_2$ , то на вторичной обмотке,

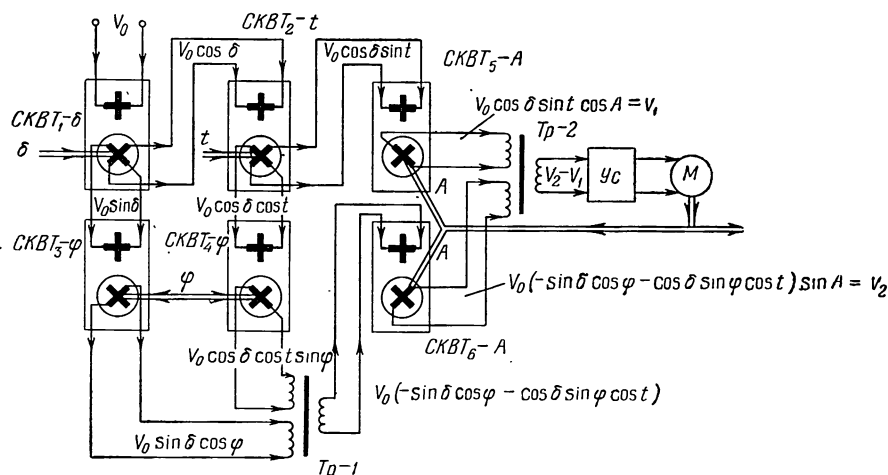


Рис. 92.

в зависимости от соотношения фаз на входных обмотках, будет сниматься напряжение  $V = V_1 + V_2$  или  $V = V_1 - V_2$ . Соответствующие каскадные включения синусно-косинусных и суммирующих трансформаторов легко позволяют получать напряжение вида

$$V_0 k (\cos \alpha \sin \beta - \sin \alpha \cos \beta \cos \gamma).$$

То же самое можно осуществить, используя функциональные потенциометры в сочетании с суммирующими трансформаторами или суммирующими усилителями.

Рассмотрим схему синхронизации купола с телескопом с применением синусно-косинусных вращающихся трансформаторов для случая установки телескопа на симметричной монтажке (типа вилки). Азимут купола определяется по формуле

$$\operatorname{tg} A = \frac{\cos \delta \sin t}{-\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos t}. \quad (1.32)$$

Для удобства решения формула преобразуется к виду

$$(\sin \varphi \cos \delta \cos t - \cos \varphi \sin \delta) \sin A - \cos \delta \sin t \cos A = 0. \quad (1.33)$$

Для простоты будем считать, что коэффициент трансформации  $k$  всех СКВТ равен 1. СКВТ<sub>1</sub>-δ и СКВТ<sub>2</sub>-t установлены соответственно на оси склонений и на полярной оси телескопа (рис. 92). Статор СКВТ<sub>1</sub>-δ питается от сети напряжением  $V_0$ . С его роторных обмоток снимаются напряжения  $V_0 \cos \delta$  и  $V_0 \sin \delta$ , которые являются питающими для статорных обмоток

$СКВТ_2-t$  и  $СКВТ_3-\varphi$  (причем  $СКВТ_3-\varphi$  и  $СКВТ_4-\varphi$  соединены вместе и роторы их повернуты на постоянный угол  $\varphi$ , равный широте места установки телескопа). Читатель легко проследит по схеме сам, как происходит перемножение напряжений, снимаемых с каждого вращающегося трансформатора, и вычитание на суммирующих трансформаторах ( $Tr-1$  и  $Tr-2$ ). Роторы  $СКВТ_5-A$  и  $СКВТ_6-A$  соединены кинематически с куполом телескопа и поворачиваются на тот же угол  $A$ , что и купол. Напряжение

$$V = V_0 (\sin \varphi \cos \delta \cos t - \cos \varphi \sin \delta) \sin A - V_0 \cos \delta \sin t \cos A,$$

снимаемое с суммирующего трансформатора ( $Tr-2$ ), подается на усилитель ( $Ус$ ) и с него на мотор ( $М$ ), поворачивающий купол до тех пор, пока сигнал  $V$  на входе усилителя не станет равен нулю, что произойдет, когда азимут  $A$  цели купола будет удовлетворять соотношению (1.32). При этом оптическая ось телескопа будет направлена на середину щели. Так же строится счетно-решающее устройство для управления противовеетровой шторой. Оно должно вычислять зенитное расстояние  $z$ .

Конструируя счетно-решающие устройства, важно выбрать из множества возможных формул такие, которые во всем диапазоне определяемых углов дают приблизительно постоянную и ограниченную по величине погрешность. С этой точки зрения формула (1.32) удобна, так как дает погрешность

$$\Delta A = \Delta f \cos^2 A,$$

где  $\Delta f$  — ошибка правой части выражения (1.32). Вычисления величины  $x$  по формуле  $\cos x = f$  недопустимы, так как погрешность величины  $x$  будет

$$\Delta x = \Delta f \frac{1}{\sin x},$$

и при малых значениях  $x$  погрешность становится очень большой.

В современных телескопах начинает применяться *электронная цифровая вычислительная техника*. Она находит применение для управления телескопом, для наглядной передачи координат телескопа на цифровые табло, располагаемые на пультах управления, а также для регистрации на перфокартах или перфоленте результатов наблюдений для последующей обработки их на цифровых электронных вычислительных машинах. Управление телескопом при помощи электронной цифровой управляющей машины (ЭЦУМ) осуществляется с применением обратных связей. Астроном вводит в ЭЦУМ исходные координаты наблюдаемого светила. Для таких подвижных объектов, как Луна и планеты, вводятся значения компонентов видимых скоростей по прямому восхождению и по склонению. Эти данные могут вводиться в цифровой форме посредством клавиатуры, перфокарт или перфоленты. ЭЦУМ сама вычисляет необходимые координаты телескопа и вводит необходимые поправки (за рефракцию, гнутие и т. д.). Для отсчета положения телескопа на его осях установлены кодовые лимбы (электрохимические, оптические или магнитные), которые выдают в цифровой форме координаты телескопа. Для исключения ошибок применяют лимбы, оцифрованные в помехоустойчивом коде (*код Грея*), а для повышения точности отсчета используют многоотсчетные системы с несколькими лимбами, кинематически соединенными друг с другом, наподобие того, как в обычных часах отсчет часов ведется по одной стрелке, минут — по другой, а секунд — по отдельной шкале. Коды, считанные с этих лимбов, передаются в ЭЦУМ, которая сравнивает их с предвычисленными, определяет разность, являющуюся ошибкой положения телескопа, и выдает на соответствующий двигатель напряжение, пропорциональное величине ошибки. Двигатель исправляет положение телескопа до тех пор, пока оно не будет соответствовать заданному. В случае

установки телескопа на альт-азимутальной монтировке (как в строящемся сейчас 6-м телескопе) ЭЦУМ выполняет преобразование экваториальных координат в азимутальные. Для сглаживания работы телескопа будет вычисляться не только положение телескопа, но и необходимая скорость его в каждой точке неба и сравниваться с действительной. Такое управление называется *управлением по пути и по скорости*.

§ 22. Пульты управления, отсчетные устройства, клавиши. Органы управления старых телескопов содержали исключительно только ручки, штурвалы и лимбы, расположенные на самом телескопе (см. рис. 72). Современные телескопы снабжаются пультами. *Центральный пульт управления* размещается в подкупольном пространстве у основания телескопа так, чтобы оператор, работающий у пульта, хорошо мог видеть телескоп. На центральном

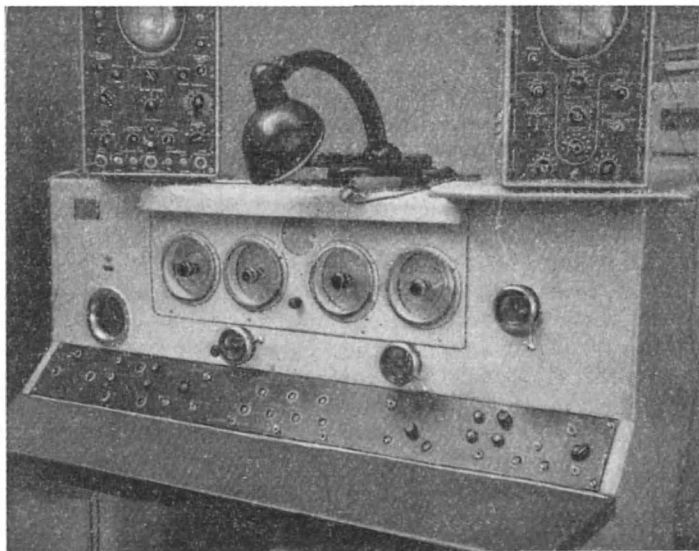


Рис. 93.

пульте управления установлены выключатели всех выпрямителей, генераторов, двигателей, системы маслопитания. С него осуществляются основные операции грубого и точного наведения, отсчет координат телескопа и звездного времени. Обычно имеются шкалы для предварительного задания необходимых координат  $\alpha$  и  $\delta$ . Эти шкалы соединены с сельсинами-датчиками, управляющими положением телескопа (см. рис. 75). Кроме этих шкал, есть другие, которые укреплены на осях сельсинов-приемников, работающих в индикаторном режиме. Роторы этих сельсинов соединены с роторами сельсинов-датчиков, укрепленных на осях телескопа. Шкалы бывают двух- или трехотсчетные. Цена самого мелкого деления шкал  $\alpha$  колеблется у разных телескопов от  $1^s$  до  $1^m$ , а шкал  $\delta$  — от  $10''$  до  $10'$ . Кроме этих основных шкал, на центральном пульте бывают вспомогательные шкалы: звездного времени, часового угла, зенитного расстояния положения отдельных вспомогательных оптических элементов и т. п. Управление затворами и сменой кассет часто также располагается на центральном пульте.

Кроме центрального пульта управления, имеются еще и *местные пульта управления*, располагаемые на подвижных подъемных наблюдательных площадках, у светоприемной аппаратуры и в помещении фокуса кудэ. Обычно

наведение телескопа с этих пультов не осуществляется. Зато имеется возможность тонкой коррекции, управления фокусировкой, затворами и светоприемниками. На каждом из пультов управления имеется кнопка аварийной остановки телескопа; при нажатии на эту кнопку отключаются все приводы. Это бывает необходимо при угрозе столкновения телескопа с подъемными и выдвижными наблюдательными площадками. Все пульты связываются между собой двусторонней громкоговорящей связью. 5-м телескоп обсерватории Маунт Паломар имеет еще отдельный вспомогательный пульт для смены оптических систем и уравнивания телескопа. Ночная работа на наиболее крупных телескопах выполняется двумя лицами: астроном-наблюдателем и техником-оператором. Астроном управляет с одного из местных пультов светоприемной аппаратурой, открывает и закрывает затвор, меняет кассеты, следит за гидрированием и точностью фокусировки. Все же включения многочисленных и сложных систем управления, а также наведение телескопа на объект исследования осуществляет оператор, который должен знать телескоп в совершенстве. На рис. 93 приведена фотография пульта управления камеры Шмидта АЗТ-10 (диаметр 1 м) Бюраканской астрофизической обсерватории.

Управление фокусировкой, затвором и другими устройствами крупных телескопов располагается не только на пультах, но и на самом телескопе около соответствующих окуляров. Дистанционное управление двигателями наведения и коррекции осуществляется также при помощи кнопок, размещенных на небольшой коробочке, называемой *клавишей*. Клавиша соединена с телескопом гибким кабелем и во время наблюдения астроном держит ее в руке. Обычно на клавише имеется четыре кнопки, обозначенные «+ α», «- α», «+ δ» и «- δ». Для выбора скорости служат отдельные переключатели или кнопки. Отдельные клавиши используются для фокусировки и управления куполом. Клавиши воздействуют на соответствующие двигатели через реле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Ю. А., Изв. ГАО № 169, 1961.
2. Журкин Н. С., Коншин В. М., Брук Г. Л., Новая техника в астрономии, вып. 1, М.—Л., 1963.
3. Иоаннисиани Б. К., Оптико-механическая промышленность № 4, 1958.
4. Коншин В. М., Михельсон Н. Н., Изв. ГАО № 169, 1961.
5. Михельсон Н. Н., Изв. ГАО № 169, 167, 1961.
6. Сабинин Ю. А., Труды совещания по исследованию мерцания звезд, М.—Л., 1958.
7. Телескопы, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхёрст, ИЛ, 1963, стр. 85.
8. Ambrohn H., Handbuch der Astronomischen Instrumentenkunde 2, Berlin, 1899, s. 1158.
9. Babcock H. W., ApJ 107, 73, 1948.
10. Bischoff W., VDI Zts. 82, 1393, 1938.
11. F. Meyer, Zts. Instr. 50, 82, 1930.
12. Rule B., Electr. Eng. 61, 67, 1942.
13. Warren H., Electr. Eng. (Trans.) 59, 137, 1940.
14. Whitford A. E., Kron G. E., RSI 8, 78, 1937.

## ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ФОТОГРАФИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

§ 23. Введение. Несмотря на бурное развитие фотоэлектрических, электронно-оптических, телевизионных и некоторых других новых методов исследования Вселенной, фотографический метод еще долгое время будет сохранять главенствующую роль во многих областях астрономии. Для того чтобы применять фотографический метод наиболее успешно, необходимо глубокое знакомство с основными свойствами фотографических материалов и с закономерностями фотографического процесса. В рамках настоящей главы нет возможности изложить эти вопросы достаточно подробно. Поэтому мы ограничимся кратким изложением и укажем литературу для более подробного ознакомления с отдельными вопросами. В основном будут описаны те свойства фотографических материалов, которые наиболее важны при их практическом применении в астрофотографии. Однако предварительно необходимо сказать несколько слов о строении фотографического слоя и природе его светочувствительности.

Фотографические материалы состоят из эмульсионного светочувствительного слоя и подложки, на которую он нанесен. По характеру подложки различаются фотопластинки, фотопленки и фотобумага. *Эмульсионный слой* представляет собой пленку из желатина, толщиной 10—25 мк, в которой находится во взвешенном состоянии множество (около  $10^9$ — $10^{10}$  на  $1\text{ см}^2$ ) микрокристаллов галоидного серебра, чаще всего — бромистого, с небольшой добавкой иодистого (у высокочувствительных слоев) или же хлористого (у низкочувствительных слоев). Эмульсионные кристаллы или, как их часто называют, *эмульсионные зерна*, являются основой светочувствительности фотографического материала. Средние размеры зерен составляют 0,5—1,0 мк<sup>2</sup> у высокочувствительных слоев и 0,1—0,3 мк<sup>2</sup> у низкочувствительных. Под действием света в фотографическом слое образуются мельчайшие частицы серебра, составляющие изображение, невидимое глазом и потому получившее название *скрытого изображения*. Оно становится видимым только после погружения фотографического слоя в специальный раствор — *проявитель*, который восстанавливает галоидное серебро лишь в тех местах, где ранее образовалось скрытое изображение. В результате последнее становится видимым, *проявляется*.

Кристаллическая ионная решетка бромистого серебра — кубическая, с чередованием в углах кубов отрицательных ионов брома и положительных ионов серебра. Химически чистый и однородный кристалл бромистого серебра мало светочувствителен. Его светочувствительность увеличивается при наличии неоднородностей и нарушений кристаллической решетки. Такими неоднородностями могут быть мельчайшие частицы металлического серебра и сернистого серебра, образующиеся на поверхности кристаллов в результате химического взаимодействия галоидного серебра и желатина при изготовлении фотографической эмульсии. Они носят название *центров светочувствительности*. Поглощение света бромистым серебром эмульсионного

слоя начинается лишь при длине волны меньше 500 мкм, в сине-фиолетовой области спектра оно еще невелико, но быстро растет с уменьшением длины волны в ультрафиолетовой части спектра. Поэтому фотографический слой, состоящий только из галоидного серебра, нечувствителен к излучению с длиной волны больше 500 мкм. Для расширения спектральной области чувствительности фотографического слоя в эмульсию вводят специальный краситель — *сенситизатор*, адсорбирующийся на поверхности эмульсионных зерен. В результате фотографический слой становится чувствительным и к той области спектра, в которой поглощает сенситизатор. Такие фотографические слои называются *оптически сенситизированными*. Большинство современных фотографических материалов сенситизированы к той или иной части спектра.

### § 24. Сенситометрические характеристики фотографических материалов.

*Сенситометрия* (от латинских корней *sentio* — чувствую и *metrum* — мера)

занимается измерением фотографических свойств светочувствительных слоев. К сенситометрическим характеристикам относятся: светочувствительность  $S$ , коэффициент контрастности  $\gamma$ , плотность вуали  $D_0$ , широта  $L$ , спектральная чувствительность  $S_\lambda$  и некоторые другие. Большинство сенситометрических свойств определяется из *характеристической кривой* фотографического материала, выражающей связь между количеством освещения, действовавшего на фотографический слой, и результирующим фотографическим эффектом.

Последний чаще всего оценивается *оптической плотностью почернения*  $D$ , так как эта величина пропорциональна количеству серебра, выделившемуся в слое после проявления. Оптическая плотность почернения характеризует ослабление светового потока при его прохождении через проявленный фотографический слой, а именно:  $D = \lg \frac{F_0}{F}$ , где  $F$  — световой поток,

прошедший через проявленный слой при падении на него потока  $F_0$ . Знание характеристической кривой является обязательным при применении фотографического материала к решению любой фотометрической задачи. Для ее построения в фотометрируемый негатив впечатывается *фотометрическая шкала* в виде ступенчатого или непрерывного ослабителя (клина), или поля грубого фотометра. Иногда фотографический эффект характеризуют по плотностью почернения, а *коэффициентом пропускания*  $T = F/F_0$ . Очевидно, что  $D = -\lg T$ .

На рисунке 94 приведена типичная характеристическая кривая фотографического материала. По оси абсцисс отложен логарифм *экспозиции*, или *количества освещения*  $H = E \cdot t$ , где  $E$  — освещенность,  $t$  — продолжительность действия света, называемая выдержкой, а по оси ординат — плотность почернения  $D$ . Положение кривой относительно оси абсцисс и крутизна отдельных ее участков характеризуют свойства данного конкретного фотографического материала и условия его проявления, однако общая форма кривой типична для всех случаев. Характеристическая кривая начинается от *порога почернения* — точки  $a$ , где плотность  $D$  едва заметно отличается от *плотности вуали*  $D_0$ ; под последней понимают плотность почернения такого участка фотографического слоя, на который свет не действовал. Далее с увеличением  $\lg H$  плотность  $D$  увеличивается с возрастающим *градиентом*

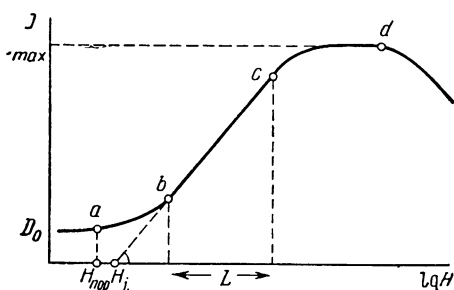


Рис. 94.



$g = \frac{dD}{d \lg H}$  до точки  $b$ . Это так называемый *начальный участок* характеристической кривой или *нижний криволинейный участок*. Далее от точки  $b$  до точки  $c$  плотность пропорциональна логарифму количества освещения. Это *прямолинейный участок* характеристической кривой. Начиная от точки  $c$  градиент кривой начинает уменьшаться и постепенно убывает до нуля, плотность почернения достигает максимального значения  $D_{\max}$  и при дальнейшем увеличении  $\lg H$  остается постоянной до точки  $d$ . Этот участок называют *конечным участком* характеристической кривой или *верхним загибом*. При очень больших экспозициях плотность почернения у некоторых фотографических материалов снова начинает убывать. Подобное явление, называемое *соляризацией*, имеет место далеко не всегда. Из-за соляризации в центре черного изображения яркой звезды иногда образуется светлая точка.

Рассмотрим основные параметры характеристической кривой. *Коэффициентом контрастности*  $\gamma$  фотографического слоя называется максимальный градиент характеристической кривой  $\gamma = \operatorname{tg} \alpha$ , где  $\alpha$  — угол наклона ее прямолинейного участка (см. рис. 94). Протяженность прямолинейного участка характеристической кривой измеряется шириной  $L$ , равной проекции прямолинейного участка на ось абсцисс. Точка пересечения прямолинейного участка характеристической кривой с осью абсцисс называется *точкой инерции*  $H_i$ . Положение характеристической кривой относительно оси абсцисс определяется *светочувствительностью* фотографического слоя, которая представляет собой одно из самых важных свойств фотографического слоя. Знание светочувствительности необходимо как для правильного выбора фотографического материала при решении той или иной задачи, так и для расчета условий экспонирования на данном фотографическом материале. Светочувствительность  $S$  измеряется величиной, обратно пропорциональной количеству освещения, вызывающему некоторый определенный фотографический эффект (например, определенную плотность почернения). Последний называется *критерием светочувствительности*. В различных системах сенситометрии применяются разные критерии светочувствительности, о чем будет идти речь ниже. Количество освещения  $H$  обычно измеряется в люкс-секундах, поэтому размерность светочувствительности (люкс·сек)<sup>-1</sup>.

Закономерный ряд количеств освещения  $H = E \cdot t$ , необходимый для построения характеристической кривой, обычно получают путем изменения освещенности при постоянной выдержке (шкала освещенности) либо путем изменения выдержки при постоянной освещенности (шкала времени). Из-за явления невазимозаместимости (см. § 26) эти способы дадут несколько различные результаты. Шкалу освещенности следует предпочесть, так как она ближе соответствует практическим условиям получения снимка. Для определения светочувствительности, коэффициента контрастности и других сенситометрических свойств фотографического материала служит прибор, называемый *сенситометром*. Сенситометры бывают разнообразных типов. В них осуществляется либо шкала времени (например, в ранее широко распространенном сенситометре Хертера и Дрифилда — вращающийся диск с вырезами разной ширины) либо шкала освещенности (например, в немецком сенситометре DIN — ступенчатый поглощающий клин). В СССР для испытания фотографических материалов наибольшее распространение получил сенситометр ФСР-41. Шкала освещенности в нем осуществляется при помощи ступенчатого поглощающего оптического клина из коллоидной взвеси графита в желатине, нанесенной на стеклянную пластинку. Клин имеет 21 ступень размером  $5 \times 8$  мм, причем соседние ступени отличаются на 0,15 по оптической плотности. Таким образом, общий интервал

освещенности, создаваемый клином на фотографическом слое, 1 : 1000. Источником света служит калиброванная лампа накаливания с цветовой температурой 2850° К, снабженная светофильтром, который приводит спектральное распределение излучения лампы к спектральному распределению среднего солнечного света. Перед лампой расположен затвор с падающей шторкой, обеспечивающий выдержку в 0,05 сек. Более подробное описание сенситометра можно найти в соответствующей литературе.

После проявления отпечатков ступенчатого клина, называемых *сенситограммами*, оптические плотности почернения измеряют на *денситометре*. В основу конструкции денситометра может быть положен принцип прямого отсчета либо дифференциальный принцип. *Принцип прямого отсчета* заключается в том, что фотоэлектрическим приемником последовательно измеряют падающий световой поток  $F_0$  и прошедший через почернение световой поток  $F$ . Шкалу гальванометра, измеряющего фототок, градуируют в коэффициентах

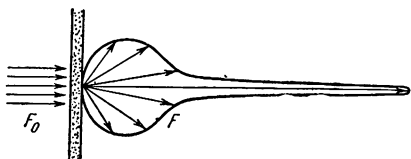


Рис. 95.

пропускания  $T$  (линейная шкала) либо в оптических плотностях почернения  $D$  (логарифмическая шкала). Примером подобного прибора может служить микрофотометр МФ-2. В денситометрах, основанных на дифференциальном принципе, имеются два сравниваемых световых пучка, которые падают на фотоэлектрические приемники, соединенные навстречу друг другу.

В этих приборах оптическая плотность почернения негатива сравнивается с оптической плотностью заранее проградуированного непрерывного фотометрического клина. Наиболее распространенным в СССР денситометром этого типа является фотоэлектрический денситометр ДФЗ-10. В нем измеряемый образец и фотометрический клин устанавливаются в одном пучке, а пучок сравнения ослаблен приблизительно в 1000 раз. Поэтому прибор позволяет измерять оптические плотности до величины  $D=3$ . На дифференциальном принципе могут быть основаны не только фотоэлектрические, но и визуальные приборы; в них о фотометрическом равенстве двух световых пучков судит глаз.

Необходимо иметь в виду, что проявленный фотографический слой не только поглощает, но и рассеивает свет, вследствие чего измеренная величина плотности почернения будет зависеть от характера падающего на слой светового пучка (параллельный или диффузный) и от апертурного угла светового пучка, воспринимаемого приемником при измерении. Это явление, называемое *явлением Каллье*, поясняется рис. 95, на котором изображена индикаторная рассеяния проявленного фотографического слоя, освещенного направленным пучком. Очевидно, что если приемник излучения расположен в контакте со слоем, то он будет воспринимать весь прошедший поток, а если на большом расстоянии, то лишь небольшую часть этого потока. Оптическая плотность почернения, измеренная в первом случае, называется *интегральной* и обозначается  $D_{\Sigma}$ , во втором — *направленной*, или *регулярной*, и обозначается  $D_{\parallel}$ . Очевидно, что всегда  $D_{\parallel} > D_{\Sigma}$ . Если проявленный слой освещен не параллельным, а диффузным пучком, то измеренная оптическая плотность называется *диффузной* и обозначается  $D_{\Phi}$ . Оказалось, что диффузная оптическая плотность почернения равна интегральной, следовательно, всегда  $D_{\Phi} < D_{\parallel}$ . Вследствие этого *коэффициент Каллье*  $Q = D_{\parallel} / D_{\Phi}$  всегда больше единицы. В денситометрах измеряемое почернение чаще всего освещено диффузным пучком и, следовательно, измеряется  $D_{\Phi}$ . В микрофотометрах, наоборот, почернение освещено направленным пучком, поэтому получаемое значение оптической плотности будет всегда больше  $D_{\Phi}$  и тем ближе к  $D_{\parallel}$ , чем меньше апертура светового пучка, воспринимаемого прием-

ником. Это следует иметь в виду при сравнении результатов сенситометрического испытания и фотометрирования негатива при помощи микрофотометра. Наклон характеристической кривой во втором случае будет больше,

По измеренным на полях сенситограммы плотностям почернения строят характеристическую кривую. Для этого можно воспользоваться специальными бланками (рис. 96). Сенситометрическое испытание заканчивается определением основных сенситометрических параметров, перечисленных выше.

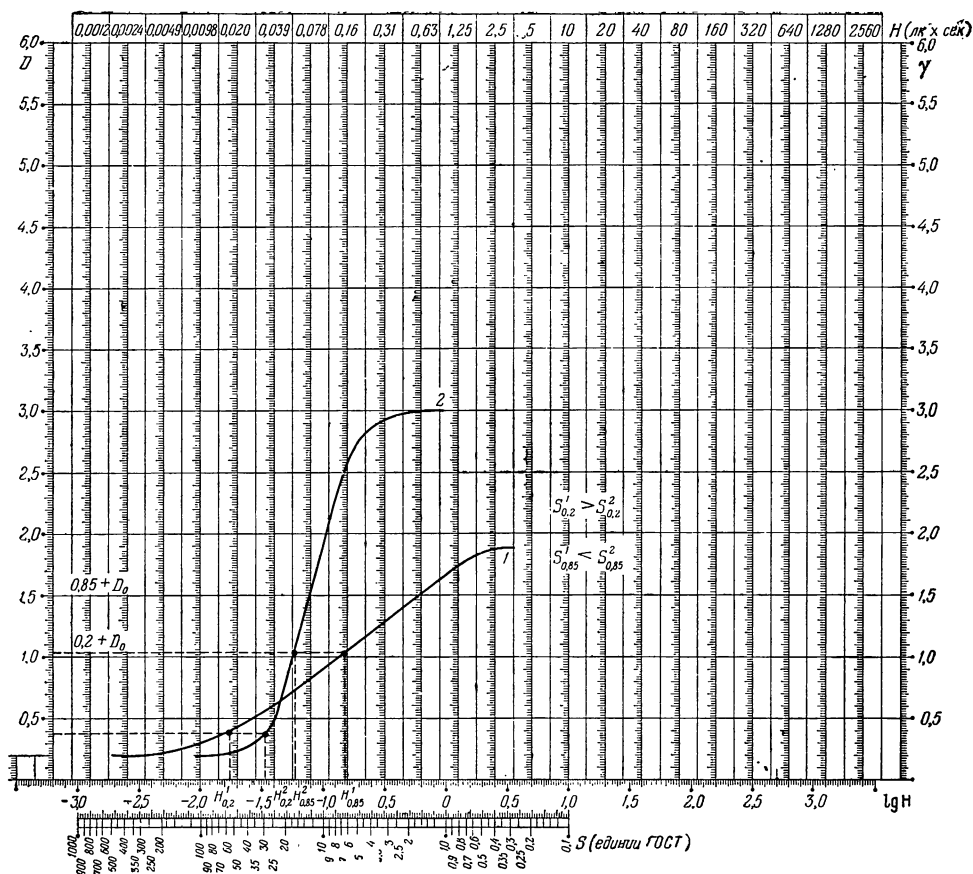


Рис. 96.

Как уже упоминалось, основная характеристика фотографического материала — его светочувствительность — определялась в различных системах сенситометрии по разным критериям. Наиболее распространенными единицами светочувствительности в прежние годы были градусы Хертера и Дрифилда (Англия, СССР до 1940 г.), градусы Шейнера (Англия, Германия), градусы Вестона (США), единицы DIN (Германия). Соотношение между единицами светочувствительности, принятыми в разных системах, неоднозначно, оно зависит от формы характеристической кривой и от условий испытания. Это приводит к большим неудобствам. Поэтому Международный комитет по стандартизации (ИСО) делает попытки к сближению принятых в разных системах условий испытания и установлению единой международной единицы светочувствительности — единицы ИСО; однако подобное

соглашение еще не достигнуто. В настоящее время наиболее распространены следующие единицы светочувствительности: единицы DIN — ГДР и ФРГ (логарифмическая шкала), единицы ASA — США (арифметическая шкала). В СССР до 1963 г. согласно ГОСТ 2817-50 светочувствительность всех фотоматериалов, кроме аэропленок, определялась по критерию  $D=0,2$  над плотностью вуали, а именно:  $S=1/H_{0,2+D_0}$ , где  $H_{0,2+D_0}$  — количество освещения в люкс-секундах, вызывающее после проявления плотность 0,2 над плотностью вуали (единица ГОСТ 0,2). С 1964 г. согласно ГОСТ 10691-63 чувствительность всех фотографических материалов общего назначения определяется по критерию  $D=0,85$  над плотностью вуали, а именно  $S=10/H_{0,85+D_0}$ , где  $H_{0,85+D_0}$  — количество освещения, вызывающее после проявления плотность почернения 0,85 над плотностью вуали. Проявление ведется до рекомендуемого для каждого типа фотографического материала коэффициента контрастности  $\gamma$ . Приближенное соотношение между единицами в различных системах при  $\gamma=0,8 \div 1,0$  приводится в табл. V. При других  $\gamma$  это соотношение будет иным, особенно в тех случаях, когда критерии светочувствительности сильно различаются, как, например, между единицей ГОСТ 0,2 и ГОСТ 0,85. Это видно из рис. 96, на котором приведены характеристические кривые для двух фотоматериалов разного контраста. В то время как  $S_{0,2}$  первого фотоматериала больше, чем второго,  $S_{0,85}$  второго (более контрастного) фотоматериала, наоборот, много больше, чем первого.

ТАБЛИЦА V

| ГОСТ<br>2817-50         | ГОСТ<br>10691-63          | DIN<br>TGL 16150, 1964             | ASA<br>PH 2,5-60, 1960    |
|-------------------------|---------------------------|------------------------------------|---------------------------|
| $S = \frac{1}{H_{0,2}}$ | $S = \frac{10}{H_{0,85}}$ | $\lg S = 10 \lg \frac{1}{H_{0,1}}$ | $S = \frac{0,8}{H_{0,1}}$ |
| 4                       | 5,5                       | 8                                  | 5                         |
| 5,5                     | 8                         | 9—10                               | 6—8                       |
| 8                       | 11                        | 11                                 | 10                        |
| 11                      | 16                        | 12—13                              | 12—16                     |
| 16                      | 22                        | 14                                 | 20                        |
| 22                      | 32                        | 15—16                              | 25—32                     |
| 32                      | 45                        | 17                                 | 40                        |
| 45                      | 63                        | 18—19                              | 50—64                     |
| 63                      | 90                        | 20                                 | 80                        |
| 90                      | 130                       | 21—22                              | 100—120                   |
| 130                     | 180                       | 23                                 | 160                       |
| 180                     | 250                       | 24—25                              | 200—250                   |
| 250                     | 350                       | 26                                 | 320                       |
| 350                     | 500                       | 27—28                              | 400—500                   |
| 500                     | 700                       | 29                                 | 650                       |
| 700                     | 1000                      | 30—31                              | 800—1000                  |
| 1000                    | 1400                      | 32                                 | 1200                      |

Все приведенные единицы светочувствительности касаются оценки фотографических материалов общего назначения. Фотографические материалы, специально предназначенные для научных целей (астрономия, спектроскопия и т. д.), в этих единицах оцениваются редко. Чувствительность их чаще указывается в относительных единицах.

До сих пор речь шла о чувствительности фотографических материалов по отношению к белому свету определенного спектрального состава. Однако астрономов обычно больше интересует *спектральная чувствительность* фотографического материала, т. е. его чувствительность к монохроматическому свету. Спектральная чувствительность  $S_\lambda$  определяется как

величина, обратная количеству освещения монохроматическим излучением  $H_\lambda$ , дающему при заданных условиях проявления определенную плотность почернения, т. е.  $S_\lambda = 1/(H_\lambda)_{D=\text{const}}$ . Совокупность значений  $S_\lambda$  для ряда длин волн  $\lambda$  позволяет построить *кривую спектральной чувствительности*. За критерий спектральной чувствительности обычно принимают плотность почернения, равную 1,0 над плотностью вуали, а  $H_\lambda$  измеряют в  $\text{эрг/см}^2$ . Следовательно, единицей  $S_\lambda$  оказывается  $\text{см}^2/\text{эрг}$ . Для определения спектральной чувствительности служит *спектросенситометр*. Это специальный призмный спектрограф со стеклянной оптикой — для определения  $S_\lambda$  в видимой и инфракрасной областях спектра, или с кварцевой оптикой — для определения  $S_\lambda$  в ультрафиолетовой области спектра, с эталонным источником света и с модулятором экспозиции. Модулятор экспозиции, осуществляющий шкалу освещенности, должен одинаково ослаблять излучение всех длин волн, не изменяя относительного распределения энергии в спектре. Этому условию удовлетворяет геометрический ослабитель — набор 12 дырчатых диафрагм, располагаемых в параллельном пучке между линзами конденсора. Коэффициенты пропускания диафрагм образуют ряд геометрической прогрессии со знаменателем 1,6 и общим интервалом изменения освещенности около 1 : 250. Спектросенситометр снабжен затвором. Распределение энергии вдоль спектра в фокальной плоскости прибора измерено градуированным термoelementом. На испытуемом фотографическом материале получают ряд спектрограмм при различных освещенностях, но с одинаковой выдержкой — *спектросенситограмму*. После измерения плотностей почернения на полях спектросенситограммы для ряда монохроматических излучений строят характеристические кривые, по которым рассчитывают спектральную чувствительность  $S_\lambda$  и монохроматический коэффициент контрастности  $\gamma_\lambda$ . Затем строят, чаще всего в логарифмическом масштабе, зависимость  $\lg S_\lambda$  от длины волн, т. е. кривую спектральной чувствительности фотографического материала.

Современные фотографические материалы очень разнообразны по своей спектральной чувствительности. Они разделяются на *несенсибилизированные*\*) и *сенсиблизированные* фотографические материалы. Спектральный ход чувствительности несенсиблизированных фотографических слоев определяется спектральным поглощением самого галоидного серебра, являющегося основой их светочувствительности. Соответствующая ему область *собственной чувствительности* фотографического слоя лежит в ультрафиолетовой, фиолетовой и синей областях спектра и распространяется до  $\lambda \approx 500$  мкм. Максимум собственной чувствительности у большинства фотографических материалов лежит при  $\lambda = 400\text{—}450$  мкм. Сенсиблизированные фотографические слои имеют помимо области собственной чувствительности еще область *добавочной*, или *сенсиблизированной*, чувствительности, расположенную в более длинноволновой части спектра. Спектральный ход кривой в области добавочной чувствительности определяется характером поглощения света красителем-сенсибилизатором, адсорбированным на кристаллах галоидного серебра. В зависимости от введенных сенсибилизаторов максимум добавочной чувствительности может лежать в желто-зеленой области спектра (*ортохроматические* слои), в красной области (*панхроматические* слои) и в инфракрасной области (*инфракрасные* слои). Наибольшее распространение имеют панхроматические фотографические материалы. Кривая их спектральной чувствительности обычно имеет более или менее выраженный минимум в зеленой области спектра при  $\lambda \approx 500$  мкм. В некоторых случаях комбинацией нескольких сенсибилизаторов добиваются отсутствия значительного провала

\*) Астрономы называли их раньше «обыкновенными» фотоматериалами, но это название устарело и его не следует употреблять.

чувствительности в зеленой области. Такие фотографические материалы иногда называют *изопанхроматическими*.

На рисунке 97 для примера приведены кривые спектральной чувствительности ряда фотографических пленок, разработанных в СССР специально

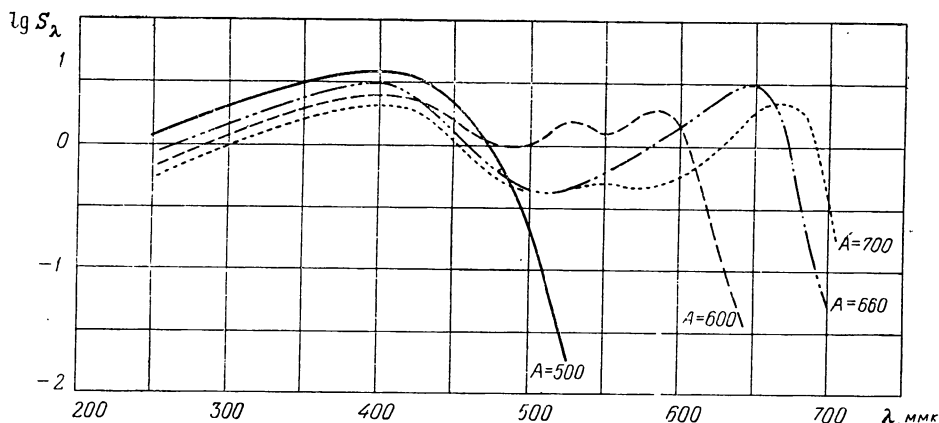


Рис. 97.

для астрофотографии: несенсибилизированной (А-500), ортохроматической (А-600) и панхроматических (А-660 и А-700). Спектральная чувствительность инфракрасных фотографических материалов, в зависимости от введенного сенсibilизатора, имеет максимум при определенной длине волны в инфракрасной области спектра, например, при 750, 810, 920 ммк и т. д. Чаще всего

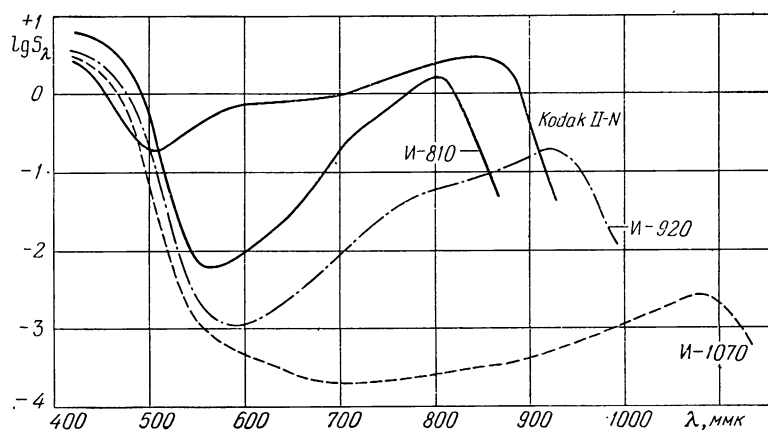


Рис. 98.

инфракрасные фотоматериалы имеют широкий провал чувствительности в видимой области спектра. Примеры кривых спектральной чувствительности подобных фотоматериалов приведены на рис. 98. Однако для астрофотографии очень ценны и такие инфракрасные материалы, которые сенсibilизированы несколькими сенсibilизаторами и потому имеют широкую область спектральной чувствительности, охватывающую инфракрасную и видимую области спектра. Примером такого фотографического материала могут служить пластинки II—N фирмы Кодак, кривая спектральной чувствительности которых также приведена на рис. 98. Как правило, чем больше длина волны,

при которой расположен максимум спектральной чувствительности инфракрасных фотоматериалов, тем меньше абсолютное значение спектральной чувствительности в этом максимуме. Следует также иметь в виду, что инфракрасные материалы, особенно с максимумом чувствительности около 1000 *ммк*, очень нестабильны; они быстро теряют чувствительность к инфракрасным лучам уже при непродолжительном хранении. Поэтому перед применением их следует гиперсенситилизовать купанием в аммиачном растворе или воде с последующей сушкой (см. § 27).

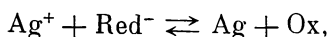
Кривые спектральной чувствительности отечественных фотографических материалов можно найти в сенситометрическом справочнике, данные об импортных фотопластинках опубликованы в «Известиях ГАО» в 1958 г., а также в каталогах фирмы Кодак.

Наряду со светочувствительностью коэффициент контрастности  $\gamma$  является весьма важной характеристикой фотографического слоя, особенно при решении фотометрических задач. Коэффициент контрастности, т. е. наклон прямолинейного участка характеристической кривой, является мерой степени однородности эмульсионных кристаллов по чувствительности. Действительно, если бы все эмульсионные кристаллы имели одинаковую чувствительность, то плотность почернения с увеличением экспозиции возрастала бы очень быстро, скачком, и  $\gamma$  была бы велика. Чем более разнообразны по светочувствительности эмульсионные кристаллы, тем более полого идет характеристическая кривая и тем меньше  $\gamma$ . С увеличением чувствительности фотоматериала увеличивается разнообразие эмульсионных кристаллов по размерам, а следовательно, и по светочувствительности. Поэтому коэффициент контрастности у высокочувствительных фотоматериалов, как правило, меньше, чем у низкочувствительных. Коэффициент контрастности данного фотографического материала в общем случае не остается постоянным при изменении длины волны действующего излучения. Так, например, у большинства фотографических материалов имеет место резкое падение  $\gamma$  в ультрафиолетовой области спектра с уменьшением длины волны  $\lambda$ . Это явление связано с тем, что, начиная с крайней фиолетовой и особенно в ультрафиолетовой части спектра, поглощение света галоидным серебром сильно увеличивается. У некоторых фотографических материалов наблюдается значительное различие  $\gamma$  в областях собственной и добавочной чувствительности. При фотометрических работах необходимо поэтому экспонировать фотометрическую шкалу и исследуемый объект при одинаковом спектральном составе излучения.

В заключение настоящего параграфа коснемся вопроса о сохраняемости фотографических материалов. При длительном хранении основные свойства фотоматериалов изменяются, в первую очередь — возрастает вуаль, а светочувствительность и коэффициент контрастности иногда уменьшаются. Допустимый срок хранения фотоматериалов указать трудно, так как он сильно зависит как от типа фотоматериала, так и от условий хранения. Как правило, высокочувствительные фотоматериалы сохраняются хуже, чем малочувствительные. Последние могут оставаться неизменными в течение нескольких лет, в то время как возрастание плотности вуали у высокочувствительных пластинок и пленок наблюдается уже через год, а иногда и раньше. Особенно плохо сохраняются инфракрасные пластинки и пленки. Фотографические материалы следует хранить в сухом и холодном помещении, оптимальной температурой считается 2—4° С. Повышенная влажность и высокая температура вызывают возрастание вуали. Особо чувствительные фотопластинки фирмы Кодак и советские «астрономические» пленки рекомендуется хранить при особенно низкой температуре, около —18° С, в низкотемпературных холодильниках, в герметичных полиэтиленовых пакетах для предохранения от влажности.

§ 25. Проявление и фиксирование фотографических материалов. Значение процесса проявления станет ясным, если указать, что количество серебра, восстановленного при проявлении, в миллиарды раз превосходит количество серебра, образовавшегося под действием света. Основным отличием фотографического проявления от обычного процесса восстановления является его избирательный характер: при проявлении галоидное серебро восстанавливается значительно быстрее в тех эмульсионных зернах, где ранее образовалось скрытое изображение, т. е. на которые подействовал свет. Благодаря этому и появляется видимое фотографическое изображение.

Главной составной частью проявителя является *проявляющее вещество* (восстановитель). Последнее чаще всего представляет собой органическое соединение, ионы которого способны отдавать электроны серебряному центру скрытого изображения. При этом центр скрытого изображения заряжается отрицательно и к нему притягиваются ионы серебра, находящиеся в эмульсионных зернах. В результате бромистое серебро восстанавливается до металлического, а проявитель окисляется. Эта реакция обычно схематически записывается так:



где  $\text{Ag}^+$  — ион серебра,  $\text{Red}^-$  — ион проявляющего вещества,  $\text{Ag}$  — атом серебра,  $\text{Ox}$  — окисленная молекула проявляющего вещества. Центр скрытого изображения постепенно растет за счет бромистого серебра эмульсионного зерна. Такой вид проявления называется *химическим проявлением*, в отличие от так называемого *физического*, при котором центры скрытого изображения растут за счет ионов серебра, содержащихся в самом проявителе. Физическое проявление в настоящее время применяется лишь в некоторых специальных случаях, поэтому в дальнейшем речь будет идти лишь о химическом проявлении.

Проявленное зерно, в противоположность эмульсионному, не имеет правильной формы. Как показали наблюдения в электронный микроскоп, оно представляет собой плотноупакованный клубок серебряных нитей. В качестве проявляющего вещества в настоящее время почти исключительно служат органические соединения, диссоциирующие в щелочной среде. Наиболее употребительны: гидрохинон, метол, парааминофенол, глицин, амидол, парафенилендиамин, в последние годы — фенидон. Кроме проявляющего вещества, в состав проявителя обычно входят щелочь, сульфит натрия, бромистый калий. Назначение щелочи — повысить степень диссоциации проявляющего вещества, т. е. увеличить концентрацию его ионов в растворе.

При прочих равных условиях повышение щелочности проявителя, т. е. увеличение его pH, увеличивает скорость проявления \*). Для этой цели в разных проявителях служат различные щелочи: чаще всего сода (углекислый натрий,  $\text{Na}_2\text{CO}_3$ ), поташ (углекислый калий,  $\text{K}_2\text{CO}_3$ ), едкий натр ( $\text{NaOH}$ ), бура ( $\text{Na}_2\text{B}_2\text{O}_7$ ), иногда соли фосфорной кислоты. В результате реакции бромистого серебра с проявляющим веществом образуется кислота, которая задерживает дальнейшее проявление. Роль сульфита (сернистокислого натрия,  $\text{Na}_2\text{SO}_3$ ), входящего в состав большинства проявителей, заключается в том, что он реагирует с продуктами окисления проявителя, восстанавливает их, и тем самым облегчает дальнейшее проявление и задерживает истощение проявителя. Кроме того, сульфит обладает консервирующим действием, предохраняя проявитель от быстрого окисления кислородом воздуха. Бромистый калий является антивуалирующим средством, его вводят в прояви-

\*) Напомним, что pH есть отрицательный десятичный логарифм концентрации водородных ионов; чем выше pH, тем больше щелочность раствора.



тель в количестве 1—3 г/л. Увеличение содержания бромистого калия приводит к общему понижению всех плотностей почернения при данном времени проявления. Коэффициент контрастности остается при этом обычно постоянным. В последнее время получили распространение более сильнодействующие антиулализирующие средства, в частности, бензотриазол, вводимый в проявитель в количестве 0,1—0,3 г/л.

Рассмотрим теперь, как изменяются сенситометрические характеристики фотографического слоя по мере проявления. С увеличением продолжительности проявления плотность почернения  $D$  некоторого участка слоя, получившего определенную экспозицию  $H = E \cdot t$ , постепенно увеличивается до некоторой предельной величины  $D_\infty$ . В первом грубом приближении зависимость  $D$  от продолжительности проявления  $t_{пр}$  представляется выражением:

$$D = D_\infty (1 - e^{-k t_{пр}}),$$

где  $k$  — постоянная, характеризующая скорость проявления. На рис. 99

представлено семейство характеристических кривых, полученных для разных  $t_{пр}$ . Видно, что по мере проявления возрастает как наклон характеристической кривой, т. е. коэффициент контрастности  $\gamma$ , так и чувствительность фотографического материала  $S$  и плотность вуали  $D_0$ . Кривые зависимости  $S$ ,  $\gamma$  и  $D_0$  от продолжительности проявления приведены на рис. 100 для пластинок Astro фирмы ORWO. Подобные кривые называют *кривыми кинетики проявления*. Для разных фотографических материалов и проявителей форма этих кривых будет различной, но общий характер закономерности сохраняется. Заметим, что плотность вуали  $D_0$  увеличивается с проявлением по иному закону, чем плотность почернения  $D$  засвеченных участков. При очень продолжительном проявлении иногда наблюдается уменьшение  $S$  и  $\gamma$  из-за сильного возрастания вуали. Скорость проявления сильно зависит от температуры проявителя, с повышением температуры тот же самый коэффициент контрастности  $\gamma$  достигается при меньшей продолжительности проявления. Поэтому для получения воспроизводимых результатов необходимо поддерживать во время проявления постоянную температуру проявителя.

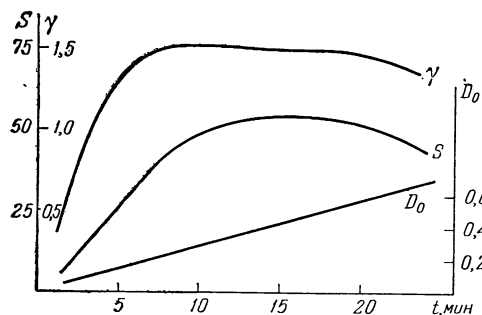


Рис. 100.

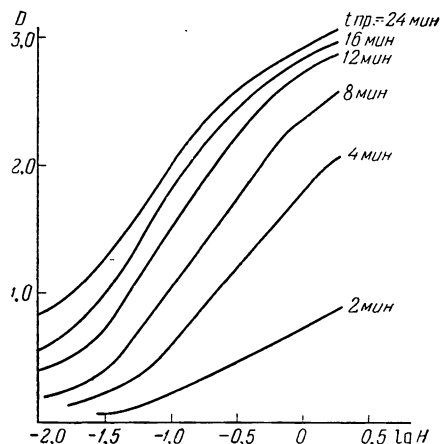


Рис. 99.

В литературе приводится большое число разных составов проявителей, однако в техническом отношении такое разнообразие рецептов не оправдано, оно возникло по коммерческим и рекламным причинам. Разные проявители могут сильно различаться по скорости проявления и по кривым кинетики проявления, но они мало различаются по величине максимального контраста, который может быть получен для данного фотографического материала. Поэтому проявители следует классифицировать не по контрастности — «конт-

растные» и «мягкие» проявители, как это иногда делается в рецептурных справочниках, а по скорости проявления, т. е. разделять на «быстродействующие» и «медленнодействующие». Из быстродействующих проявителей широкое применение в астрономической практике получили метол-гидрохиноновый проявитель Чибисова, проявитель D-19b, рекомендуемый фирмой Кодак для астрономических пластинок этой фирмы (ниже приводятся их рецепты), проявитель УП-2, рекомендуемый для аэропленок, и другие.

#### Проявитель Чибисова

|                                             |                     |
|---------------------------------------------|---------------------|
| Вода ( $\sim 40^\circ \text{C}$ ) . . . . . | 750 см <sup>3</sup> |
| Метол . . . . .                             | 1 г                 |
| Сульфит натрия безводный . . . . .          | 26 г                |
| Гидрохинон . . . . .                        | 5 г                 |
| Сода безводная . . . . .                    | 20 г                |
| Бромистый калий . . . . .                   | 1 г                 |
| Вода . . . . .                              | до 1 л              |
| Проявлять . . . . .                         | 6—8 минут           |

#### Проявитель D-19 b

|                                             |                     |
|---------------------------------------------|---------------------|
| Вода ( $\sim 40^\circ \text{C}$ ) . . . . . | 750 см <sup>3</sup> |
| Метол . . . . .                             | 2,2 г               |
| Сульфит натрия безводный . . . . .          | 72 г                |
| Гидрохинон . . . . .                        | 8,8 г               |
| Сода безводная . . . . .                    | 48 г                |
| Бромистый калий . . . . .                   | 4 г                 |
| Вода . . . . .                              | до 1 л              |
| Проявлять . . . . .                         | 5—6 минут           |

Многие медленно работающие проявители относятся к группе так называемых *выравнивающих*. Они отличаются тем, что быстро истощаются в слое по мере проявления, т. е. обладают малой «буферной емкостью». При проявлении участков слоя, получивших большую экспозицию, подобные проявители истощаются и проявление сначала замедляется, а потом прекращается совсем. В тех местах слоя, где экспозиция мала, такого замедления не будет, поэтому темные детали объекта фотографирования прорабатываются очень хорошо.

Таким образом, проявители с малой буферной емкостью обладают способностью уменьшать разности плотностей на негативе, выравнивать их, чем и объясняется их название. Примерами, правда, не очень типичными, таких проявителей являются проявители А-12 и D-76, довольно часто применяемые в астрономии, если не требуется получения больших  $\gamma$ . Приводим их рецепты:

#### Проявитель А-12

|                                             |                     |
|---------------------------------------------|---------------------|
| Вода ( $\sim 40^\circ \text{C}$ ) . . . . . | 750 см <sup>3</sup> |
| Метол . . . . .                             | 8 г                 |
| Сульфит натрия безводный . . . . .          | 125 г               |
| Сода безводная . . . . .                    | 6 г                 |
| Бромистый калий . . . . .                   | 2,5 г               |
| Вода . . . . .                              | до 1 л              |
| Проявлять . . . . .                         | 10—12 минут         |

#### Проявитель D-76

|                                             |                     |
|---------------------------------------------|---------------------|
| Вода ( $\sim 40^\circ \text{C}$ ) . . . . . | 750 см <sup>3</sup> |
| Метол . . . . .                             | 2 г                 |
| Сульфит натрия безводный . . . . .          | 100 г               |
| Гидрохинон . . . . .                        | 5 г                 |
| Бура . . . . .                              | 2 г                 |
| Вода . . . . .                              | до 1 л              |
| Проявлять . . . . .                         | 12—16 минут         |

Подобные проявители иногда называют «мелкозернистыми», что, строго говоря, неверно, так как меньшая зернистость связана в этом случае просто с пониженным коэффициентом контрастности.

Следует сделать некоторые практические указания. При приготовлении проявителей нужно растворять все вещества в дистиллированной воде и в той последовательности, которая указана в рецепте. Обычно указывается содержание сульфита и соды в безводном состоянии. Необходимо иметь в виду, что сульфит натрия кристаллизуется с присоединением семи молекул воды  $\text{Na}_2\text{SO}_3 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ , а сода — с присоединением 10 молекул воды —  $\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ . Поэтому безводный сульфит может быть заменен двойным количеством кристаллического, а для замены безводной соды надо брать в 2,7 раза большие количества кристаллической соды. Проявитель должен применяться не ранее, чем через 12 часов после приготовления. Хранить проявитель следует в плотно закупоренных бутылках с притертыми или резиновыми

пробками, по возможности полных до краев. В неполных бутылках проявитель быстро окисляется кислородом воздуха и темнеет.

Для получения воспроизводимых результатов при проявлении следует выполнять следующие правила:

1. Выдерживать температуру проявителя постоянной с точностью не менее  $\pm 0,5^\circ$ , что достигается при помощи термостата; температуру проявителя чаще всего устанавливают  $20^\circ \text{C}$ .

2. Необходимо перемешивать проявитель во время проявления. Для этой цели рекомендуется применять кисть из полосок мягкой резины, которой водят над поверхностью пластинок. Иногда ограничиваются покачиванием кюветы во время проявления, однако этим способом равномерность проявления обеспечивается хуже.

3. Для быстрой остановки проявления фотографический слой должен быть перенесен на 20—30 секунд в кювету с 1—2% раствором уксусной кислоты. Проявление при этом прекращается, так как оно идет лишь в щелочной среде.

После остановки проявления фотографический слой переносят в фиксажный раствор, в котором растворяется все галогидное серебро, оставшееся в слое не восстановленным. Основной составной частью фиксажа является гипосульфит (тиосульфат натрия)  $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ . Он взаимодействует с бромистым серебром с образованием соли  $\text{Na}_3\text{Ag}(\text{S}_2\text{O}_3)_2$ . При этом фотографический слой становится прозрачным, но фиксирование еще не окончено, так как плохо растворимая комплексная соль  $\text{Na}_3\text{Ag}(\text{S}_2\text{O}_3)_2$  остается в слое и дает впоследствии белый осадок. Поэтому для полного фиксирования требуется приблизительно вдвое больше времени, чем для того, чтобы слой стал прозрачным. В этих условиях реакция с гипосульфитом дает соединение  $\text{Na}_5\text{Ag}(\text{S}_2\text{O}_3)_3$ , лучше растворимое в воде. Следы проявителя, попавшие в фиксаж, могут образовать пятна на слое. Для предотвращения этого фиксаж делают кислым. Часто фиксаж делают дубящим, добавляя к нему квасцы. Из множества рецептов фиксирующих растворов приводим два:

#### Кислый фиксаж

|                                       |                     |
|---------------------------------------|---------------------|
| Вода ( $60-70^\circ$ ) . . . . .      | 500 см <sup>3</sup> |
| Гипосульфит кристаллический . . . . . | 250 г               |
| Метабисульфит калия . . . . .         | 25 г                |
| Вода . . . . .                        | до 1 л              |

#### Дубящий фиксаж

|                                       |                     |
|---------------------------------------|---------------------|
| Вода ( $60-70^\circ$ ) . . . . .      | 500 см <sup>3</sup> |
| Гипосульфит кристаллический . . . . . | 200 г               |
| Сульфит натрия безводный . . . . .    | 20 г                |
| Уксусная кислота (100%) . . . . .     | 15 см <sup>3</sup>  |
| Алюмокалиевые квасцы . . . . .        | 10 г                |
| Вода . . . . .                        | до 1 л.             |

После фиксирования слой должен быть хорошо промыт, так как остатки гипосульфита, взаимодействуя с серебром, окисляют его с выделением серы, образующей белый осадок. Рекомендуется промывать в текучей воде около получаса, а если предполагается хранить негатив длительное время — до часа. Сушить негативы следует в помещении, защищенном от пыли. Для ускорения сушки можно применять вентилятор.

В некоторых случаях, например, в экспедиционных условиях в тропиках приходится проявлять фотографические материалы при температуре  $30-35^\circ \text{C}$ . В этих условиях появляется опасность сползания эмульсионного слоя во время обработки, а также образования большой вуали. Чтобы избежать этого, вводят в состав проявителя сульфат натрия (сернокислый натрий,  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ), препятствующий слишком сильному набуханию слоя, а также дубят фотографический слой квасцами или раствором формалина. Можно рекомендовать, например, следующий порядок «тропического» проявления при

температуре 30—35°. Проявлять в течение 2—3 минут в проявителе Агфа-31 следующего состава:

|                                         |                     |                           |        |
|-----------------------------------------|---------------------|---------------------------|--------|
| Воды (50°) . . . . .                    | 500 см <sup>3</sup> | Сода безводная . . . . .  | 40 г   |
| Метол . . . . .                         | 3,5 г               | Бромистый калий . . . . . | 5 г    |
| Сульфит натрия безвод-<br>ный . . . . . | 60 г                | Сульфат натрия . . . . .  | 100 г  |
| Гидрохинон . . . . .                    | 9 г                 | Воды . . . . .            | до 1 л |

Остановить проявление купанием в течение 20—30 секунд в растворе:

|                                                         |                     |
|---------------------------------------------------------|---------------------|
| Вода . . . . .                                          | 500 см <sup>3</sup> |
| Сульфат натрия (Na <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> ) . . . | 100 г               |
| Уксусная кислота (100%) . . .                           | 20 г                |
| Воды . . . . .                                          | до 1 л              |

Фиксировать в дубящем фиксаже приведенного выше состава.

§ 26. Отклонения от закона взаимозаместимости у современных фотографических материалов. Для фотографического процесса не соблюдается так называемый закон *взаимозаместимости* освещенности и времени освещения, справедливый для более простых фотохимических процессов. Если уменьшить в определенное число раз освещенность  $E$  и увеличить во столько же раз время освещения (выдержку)  $t$  так, чтобы их произведение  $H = Et$  — количество освещения — осталось постоянным, то фотографический эффект в общем случае не останется неизменным. Другими словами, оптическая плотность почернения  $D$ , служащая мерой фотографического эффекта, не является однозначной функцией количества освещения  $H$ , а зависит от двух переменных: освещенности  $E$  и выдержки  $t$ . Это явление, обнаруженное еще в конце прошлого столетия К. Шварцшильдом, раньше называли *явлением Шварцшильда*, а теперь чаще — *явлением невзаимозаместимости* или *отклонением от закона взаимозаместимости* (по-английски — reciprocity law failure). Шварцшильд считал, что плотность почернения  $D$  остается постоянной, если  $Et^p = \text{const}$ , где  $p$  — некоторая постоянная (показатель Шварцшильда). Очевидно, что при  $p = 1$  выполняется закон взаимозаместимости, а чем сильнее  $p$  отличается от 1, тем больше отклонения от закона взаимозаместимости. По предположению Шварцшильда,  $p$  — величина постоянная для данного фотографического материала. В действительности это не так,  $p$  меняется в зависимости от уровня освещенности; при низких уровнях освещенности и длительных выдержках  $p < 1$ , а при высоких уровнях освещенности и коротких выдержках  $p > 1$ . Поэтому показатель Шварцшильда мало удобен для характеристики явления невзаимозаместимости в целом, им можно пользоваться лишь весьма ограниченно. Все же полезно иметь в виду, что при длительных выдержках, характерных для астрофотографии, значение  $p$  для современных фотографических материалов колеблется в пределах 0,8—0,9. Пользуясь показателем Шварцшильда, легко рассчитать, во сколько раз нужно увеличить выдержку для получения на фотографии одной добавочной звездной величины. Так как при различии в 1<sup>м</sup> отношение блеска  $E_1/E_2$  составляет 2,512, то из  $\left(\frac{t_2}{t_1}\right)^p = 2,512$  следует, что при  $p = 0,85$  одна добавочная звездная величина получается при увеличении выдержки приблизительно в 3 раза.

Для полной характеристики отклонения от закона взаимозаместимости строят кривую зависимости логарифма количества освещения, необходимого для получения некоторой определенной плотности почернения  $D$  от логарифма выдержки, т. е. кривую  $\lg H = f(\lg t)$  при  $D = \text{const}$ . Подобная кривая называется *изоопакой* (кривой равной плотности). Если бы закон взаимозаместимости выполнялся, то, очевидно, изоопака представляла бы собой прямую,

параллельную оси абсцисс. В действительности, как это видно из рис. 101, она имеет минимум, т. е. существует такая освещенность и, соответственно, такая выдержка, при которых для получения определенной оптической плотности требуется минимальное количество освещения. Соответственно чувствительность при этих условиях максимальна, а при более длительных и более коротких — заметно падает.

Другими словами, явление не-взаимозаместимости заключается в том, что чувствительность фотографического материала зависит от уровня освещенности и, соответственно, выдержки. Из рис. 101 также видно, что при очень больших освещенностях и выдержках порядка  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  сек изоопака имеет перегиб и начинает идти параллельно оси абсцисс, т. е. в этой области соблюдается закон взаимозаместимости.

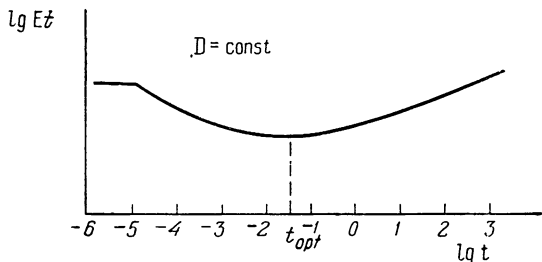


Рис. 101.

Соответствующий участок изоопак называется *плато*. Более подробно о нем говорить не будем, так как подобные выдержки в практике астрофотографии не встречаются.

В астрофотографии преимущественно применяются длительные выдержки, порядка нескольких минут и даже часов. Между тем у современных фотографических материалов, не предназначенных специально для астрофотографии, минимум изоопак

лежит при выдержках порядка сотых долей секунды. С увеличением выдержки их чувствительность резко падает и при часовых выдержках составляет лишь небольшую долю максимальной. Поэтому для астрофотографии выпускаются специальные фотографические материалы. Минимум изоопак у них смещен в сторону больших выдержек, а при часовых

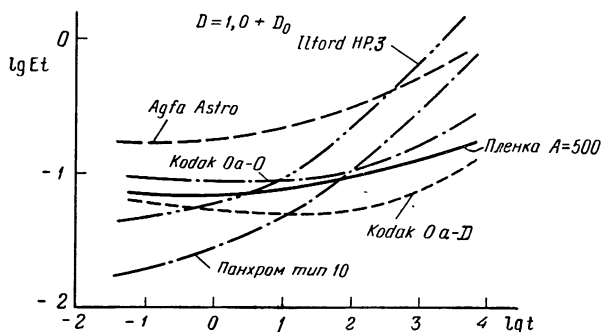


Рис. 102.

выдержках чувствительность хотя и уменьшается, но не столь сильно. Такими специально «астрономическими» фотоматериалами являются, например, пластинки Astro и Astro panchromatisch фирмы Agfa (ныне — серии ZU и ZP фирмы ORWO); серия пластинок фирмы Kodak, отмеченная буквой «а»: Kodak Oa-O, Oa-D и др., а также «астрономические» пленки, выпускаемые в СССР Казанским химическим заводом с обозначением А-500, А-600, А-650, А-660 и А-700 (число обозначает границу спектральной чувствительности в *ммк*). На рис. 102 приведены примеры изоопак в области от  $t=0,05$  сек до 50 мин для фотографических материалов разных типов, а в табл. VI — данные о чувствительности в единицах ГОСТ при выдержках в 0,05 секунды, 10 секунд и 1 час. Из таблицы видно, что падение чувствительности с изменением выдержки от 0,05 секунды до 1 часа у фотографических материалов, предназначенных для астрофотографии, значительно меньше, чем у остальных фотоматериалов.

Другим следствием не-взаимозаместимости является зависимость коэффициента контрастности  $\gamma$  от выдержки: для одних фотографических материа-

ТАБЛИЦА VI

| Фотографический материал     | Чувствительность $S$<br>в ед. ГОСТ по $D = 0,2$ |        |       | $\frac{S_{0,05 \text{ сек}}}{S_{(1 \text{ час})}}$ |
|------------------------------|-------------------------------------------------|--------|-------|----------------------------------------------------|
|                              | 0,05 сек                                        | 10 сек | 1 час |                                                    |
| Agfa Astro                   | 38                                              | 27     | 8     | 4,5                                                |
| ORWO ZU-1                    | 35                                              | 22     | 10    | 3,5                                                |
| Kodak Oa-O                   | 90                                              | 80     | 27    | 3,3                                                |
| Kodak Oa-D                   | 100                                             | 100    | 40    | 2,5                                                |
| Kodak Oa-F                   | 110                                             | 100    | 30    | 3,7                                                |
| Астрономическая пленка A-500 | 70                                              | 70     | 22    | 3,2                                                |
| » » A-600                    | 100                                             | 100    | 32    | 3,1                                                |
| » » A-660                    | 120                                             | 110    | 32    | 3,7                                                |
| » » A-700                    | 120                                             | 110    | 32    | 3,7                                                |
| Agfa Spektral rot rapid      | 100                                             | 45     | 7     | 14                                                 |
| Agfa Spektral blau rapid     | 85                                              | 32     | 5     | 17                                                 |
| Agfa Isopan ISS              | 110                                             | 50     | 8     | 14                                                 |
| Ilford HP.3                  | 250                                             | 75     | 10    | 25                                                 |
| Фотопленка Панхром (СССР)    | 240                                             | 60     | 6     | 40                                                 |

лов он растет с увеличением выдержки для других уменьшается. Оказалось, что спектральный состав излучения не влияет на величину отклонения от закона

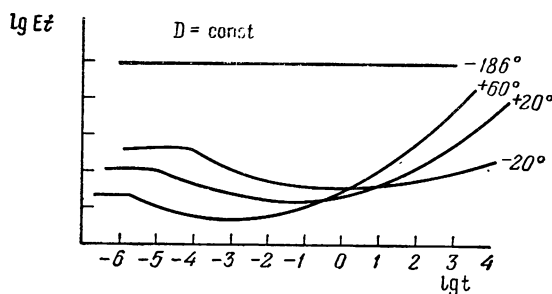


Рис. 103.

взаимозаменяемости; форма изоопак, по крайней мере для видимой области спектра, не зависит от длины волны.

Величина отклонений от закона взаимозаменяемости и форма изоопак существенно зависят от степени проявленности слоя. Скрытое изображение, полученное при длительном действии света малой интенсивности, проявляется быстрее, чем скрытое изображение, полученное при кратковременном

действии света большей интенсивности. Это объясняется разной дисперсностью скрытого изображения, образующегося при различных выдержках. В результате отклонения от закона взаимозаменяемости с увеличением степени проявления для длительных выдержек увеличиваются, а для коротких — уменьшаются. Температура, при которой экспонируется фотографический материал, в значительной мере влияет на отклонение от взаимозаменяемости. С понижением температуры меняется форма изоопак, минимум ее смещается в сторону длительных выдержек (рис. 103). Вследствие этого с понижением температуры отклонения от взаимозаменяемости при длительных выдержках значительно уменьшаются, а при коротких — возрастают. В результате чувствительность фотоматериала, экспонируемого с характерной для астрофотографии длительной выдержкой, значительно возрастает при уменьшении температуры от комнатной до  $-20^{\circ}\text{C}$  и ниже. Это обстоятельство иногда используется астрономами. Так, например, Хоаг (США) применяет специальную кассету с камерой для сухого льда ( $-78^{\circ}\text{C}$ ). Путем охлаждения фотографического слоя во время экспонирования при длительных выдержках порядка часа он добился увеличения чувствительности в несколько раз. Чувствительность фотографического материала при коротких выдержках порядка сотых долей секунды, наоборот, при низких температурах заметно

уменьшается, что хорошо известно в аэрофотографии. Как видно из рис. 103, при экспонировании слоя при температуре жидкого воздуха ( $-186^{\circ}\text{C}$ ) изоопака превращается в прямую, параллельную оси абсцисс, т. е. закон взаимозаместимости выполняется. Эта прямая лежит выше всего семейства остальных изоопак, что свидетельствует о пониженной чувствительности фотографического материала при этой температуре для любых выдержек.

С отклонением от закона взаимозаместимости связан так называемый *эффект прерывистого освещения*. Если освещать фотографический слой световыми вспышками с промежуточными темновыми паузами, то результирующее фотографическое действие будет отличаться от фотографического действия того же количества освещения, падающего на слой непрерывно. С увеличением частоты смены световых вспышек темновыми паузами фотографическое действие лучей меняется вплоть до некоторой критической частоты, начиная с которой остается постоянным. В зависимости от многих факторов (уровня освещенности, частоты вспышек, соотношения между длительностью вспышки и паузы) действие прерывистого и непрерывного освещения может находиться в различных соотношениях; вследствие этого действие прерывистого освещения трудно рассчитать. Эффект прерывистого освещения имеет существенное значение для спектроскопии, он не позволяет применять непрерывное освещение для калибровки негативов, полученных под действием прерывистого освещения, или наоборот.

**§ 27. Методы увеличения чувствительности фотографических материалов.** При фотографировании слабых небесных объектов довольно часто возникает необходимость увеличить чувствительность фотоматериалов, находящихся в распоряжении астронома. Существуют различные способы увеличения чувствительности или *гиперсенсibilизации*. Одни из этих способов, называемые иногда *физическими*, увеличивают чувствительность в одинаковой степени для излучения разных длин волн, как в области собственной чувствительности (т. е. до  $\lambda \approx 500 \text{ м}\mu$ ), так и в области сенсibilизации, не меняя формы кривой спектральной чувствительности фотоматериала. Таково, например, действие дополнительной равномерной подсветки, или длительного нагревания слоя перед экспонированием. Оказалось, что происходящее при этом увеличение чувствительности сводится в основном к уменьшению отклонений от закона взаимозаместимости, характерных для данного фотоматериала. Другие способы повышения чувствительности, называемые иногда *химическими*, увеличивают ее преимущественно в области сенсibilизации, изменяя форму кривой спектральной чувствительности. Примерами химической гиперсенсibilизации могут служить купание в растворе аммиака, в растворе триэтанолamina, в воде и т. д. Уменьшение отклонений от взаимозаместимости иногда наблюдается и при химической гиперсенсibilизации.

Рассмотрим сначала «физические» методы гиперсенсibilизации. Неоднократно убеждались в том, что при действии на фотографический слой двух последовательных экспозиций светом разной интенсивности общий фотографический эффект зависит от порядка этих экспозиций: если первая экспозиция производится светом большой интенсивности, а вторая — малой, то общий эффект будет значительно больше, чем при обратном порядке экспонирования. Объяснение заключается в том, что при кратковременном действии света большой интенсивности наряду с центрами скрытого изображения образуется большое число малых *субцентров*, т. е. устойчивых частиц серебра, однако еще не способных проявляться. При действии второй, длительной экспозиции светом малой интенсивности субцентры вырастают до размеров центров скрытого изображения, способных проявляться. В результате этого кратковременное действие света большой интенсивности

ности как бы увеличивает чувствительность фотографического материала к свету малой интенсивности. Подобная *гиперсенсibilизация предварительной подсветкой* применяется довольно часто на практике. Если, например, требуется сфотографировать очень слабые спектры, то фотографический материал предварительно подсвечивают лабораторным источником света с выдержкой порядка 0,1—0,01 секунды, образующей равномерный фон с плотностью почернения 0,2—0,3 над плотностью вуали. Увеличение чувствительности, достигаемое такой предварительной подсветкой, тем больше, чем больше выдержка при основном экспонировании, т. е. предварительная подсветка уменьшает отклонения от закона взаимозаместимости. Эффективность гипер-

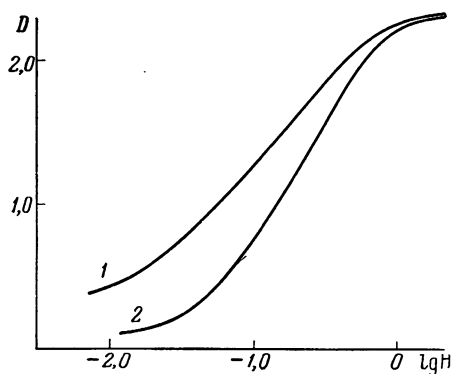


Рис. 104.

сенсibilизации предварительной подсветкой для разных фотоматериалов различна. У некоторых фотоматериалов, например, у советской аэропленки Панхром тип 10, у астрономической пленки А-700 и др. можно этим способом достичь увеличения чувствительности в несколько раз. Для других фотоматериалов (пластинки Astro фирмы ORWO, HP.3 фирмы Ilford и др.) предварительная подсветка не вызывает увеличения чувствительности. Из приведенных на рис. 104 характеристических кривых для подсвеченного (1) и неподсвеченного (2) фотоматериала (пленка А-700, выдержка 50 минут) видно, что предварительная подсветка

«вытягивает» начальный участок характеристической кривой и существенно уменьшает коэффициент контрастности  $\gamma$ . Поэтому указанный способ увеличения чувствительности особенно эффективен для небольшой плотности изображений, и его следует особенно рекомендовать в тех случаях, когда на фотографии требуется только о б н а р у ж и т ь слабый объект или слабую спектральную линию. В этих случаях можно ожидать увеличения чувствительности во много раз.

Иногда возникает другая задача: требуется сфотографировать довольно яркий объект с маленькой выдержкой, которую невозможно увеличить, например, зарегистрировать след искусственного спутника Земли. Как следует из предыдущего, в этих случаях можно достичь увеличения чувствительности путем длительной равномерной подсветки, следующей после основной экспозиции. Подобный способ увеличения чувствительности иногда называют *латенсификацией* или *усилением скрытого изображения дополнительной подсветкой*. При этом субцентры, образовавшиеся во время кратковременной основной выдержки, достраиваются до центров скрытого изображения во время дополнительной длительной выдержки, производимой при слабом лабораторном источнике света. Эффективность латенсификации изображения дополнительной подсветкой особенно велика при проявлении до малой  $\gamma$  (например, в кинематографии). Однако и при наблюдениях искусственных спутников Земли, когда проявляют почти до  $\gamma_{\max}$ , выигрыш в чувствительности может составить все же 60—80%.

В последние годы в практике астрономов получил значительное распространение метод о ч у в с т в л е н и я ф о т о п л а с т и н о к д л и т е л ь н ы м н а г р е в а н и е м. Так, во многих обсерваториях США для фотографических наблюдений применяются фотопластинки Кодак ПаО, прогретые в термостате при  $+50^{\circ}\text{C}$  в течение 2—3 суток. Утверждается, что их



чувствительность для длительных выдержек возрастает при этом в 2—3 раза и достигает чувствительности пластинок Кодак 103аО, значительно более крупнозернистых и дающих худшее качество изображения. Аналогичная термическая обработка перед экспонированием отечественных астрономических пленок А-500, А-600 и др. также увеличивает раза в два их чувствительность при длительных выдержках, однако она вызывает в большинстве случаев значительный рост плотности вуали. Длительное термическое воздействие на фотоматериалы перед экспонированием сводится, по-видимому, к удлинению так называемого химического созревания, которому подвергается фотографическая эмульсия в процессе ее изготовления. При этом возникают новые центры чувствительности. Однако одновременно увеличивается склонность фотографического слоя к вуалированию и резко ухудшается его сохранность. Поэтому термическую обработку рекомендуется производить непосредственно перед экспонированием.

Перейдем теперь к «химическим» методам гиперсенсibilизации. Гиперсенсibilизация купанием в воде или в аммиачных растворах особенно эффективна для инфракрасных фотографических материалов. В некоторых случаях она может повысить спектральную чувствительность к инфракрасным лучам на целый порядок и более. Чувствительность к синим лучам при этом почти не меняется. Ряд инфракрасных фотоматериалов, например, пластинки Кодак I-M и I-Z, отечественные пленки И-1030 и И-1070 рекомендуется применять только после гиперсенсibilизации, так как без нее их чувствительность к инфракрасным лучам мала. Из многих существующих можно рекомендовать, например, следующий рецепт ванны для аммиачной гиперсенсibilизации: аммиак (28%) — 4 см<sup>3</sup>, воды — 100 см<sup>3</sup>. Купать 1—2 минуты при температуре не выше 12° С, затем ополоснуть в этиловом спирте (для ускорения сушки) и сушить в потоке холодного воздуха, например, в сушильном шкафу с вентилятором, но без нагрева. Купание в воде (0,5—1 час в дистиллированной воде или 5—10 минут в проточной) с последующим ополаскиванием в спирте и быстрой сушкой дает для многих инфракрасных материалов результаты, аналогичные аммиачной гиперсенсibilизации. Существенное увеличение чувствительности ряда фотоматериалов можно получить путем гиперсенсibilизации купанием в 2-процентном водном растворе триэтанолamina. При этом чувствительность возрастает как в области сенсibilизации, так и в области собственной чувствительности. Гиперсенсibilизация триэтанолaminом заметно уменьшает отклонения от закона взаимозаместимости для длительных выдержек. Поэтому она особенно эффективна при фотографировании очень слабых объектов с большими выдержками. Воздействие паров ртути на некоторые фотоматериалы также приводит к росту светочувствительности, однако часто оно сопровождается значительным увеличением плотности вуали, а удовлетворительная воспроизводимость результатов получается лишь при весьма тщательном соблюдении всех условий опыта.

Во всех случаях химическую гиперсенсibilизацию фотографических материалов следует производить непосредственно или во всяком случае незадолго до фотографирования на них, так как гиперсенсibilизированные фотоматериалы плохо сохраняются. Через несколько суток (а в некоторых случаях уже через сутки) чувствительность гиперсенсibilизированных фотоматериалов уменьшается и значительно возрастает вуаль. Несколько лучше хранятся фотоматериалы, гиперсенсibilизированные раствором триэтанолamina.

**§ 28. Рассеяние света в фотографическом слое. Разрешающая способность и частотно-контрастная характеристика фотографических материалов.** Как уже упоминалось, фотографический слой состоит из микрокристаллов гало-

идного серебра, чаще всего бромистого, окруженных желатином. Показатель преломления бромистого серебра ( $n \approx 2,3$ ) значительно отличается от показателя преломления желатина ( $n \approx 1,5$ ), вследствие чего фотографический слой является мутной, рассеивающей средой. Степень рассеяния света зависит от размера эмульсионных кристаллов: как правило, чем они крупнее, тем сильнее рассеивают свет. Спектральный ход рассеяния света эмульсионными кристаллами также зависит от их размеров; мелкие кристаллы сильнее рассеивают в синей области спектра, крупные — в красной. Из-за рассеяния света в слое фотографическое изображение выходит за границы оптического изображения, распространяется в область геометрической тени и образует так называемый *диффузный ореол*. Чем больше экспозиция, тем на больших расстояниях от истинной границы оптического изображения диффузный ореол дает заметное на глаз почернение. Поэтому с увеличением экспозиции размеры фотографического изображения увеличиваются, что особенно заметно на изображениях объектов малой величины. Это явление широко используется в астрономии для определения блеска звезд по диаметру их фотографических изображений. Увеличение размеров фотографического изображения, вызванное рассеянием света в слое и образованием диффузного ореола, астрономы иногда называют *фотографическим расширением изображения*, а также *фотографической иррадиацией*. Последний термин представляется нам крайне неудачным, хотя он и получил распространение в астрофотографии.

Распространение света за пределы оптического изображения вызывает уменьшение освещенности внутри границ изображения. Если размеры изображаемого объекта достаточно велики, то это уменьшение освещенности будет происходить лишь у краев; оно приведет к некоторому размыванию границы изображения, но не скажется на величине оптической плотности почернения на большей его части. Если же размеры изображаемого объекта малы, то рассеяние вызовет заметное уменьшение освещенности, и, соответственно, плотности почернения по всей площади изображения. Вследствие этого плотность почернения на изображении маленьких объектов, начиная с некоторых размеров объектов (как показал опыт, порядка  $0,1\text{ мм}$ ), окажется заметно меньше плотности почернения на изображении больших объектов при тех же условиях освещения. С дальнейшим уменьшением размеров плотность почернения будет продолжать уменьшаться. Иными словами, плотность почернения на изображениях малых объектов зависит от их размеров. Это явление, называемое иногда *микроэффектом рассеяния*, играет большую роль во всех случаях фотометрирования изображений малых размеров. В частности, в спектроскопии микроэффект рассеяния приводит к тому, что начиная с некоторой ширины входной щели спектрографа (порядка  $0,1\text{—}0,08\text{ мм}$ ) плотность почернения на изображении спектральной линии уменьшается с уменьшением ширины щели. Микроэффект рассеяния иногда маскируется проявительным эффектом Эбергарда (см. § 30), приводящим к противоположному результату. Во всяком случае оба эти эффекта необходимо учитывать при фотометрии изображений, занимающих маленькие участки фотографического слоя.

От диффузного ореола, вызванного рассеянием света в фотографическом слое, необходимо отличать так называемый *ореол отражения*, образующий характерное кольцо с резкой внутренней границей вокруг изображения яркой звезды. Ореол отражения вызван тем, что часть света проходит сквозь фотографический слой, не поглотившись в нем, отражается под углом полного внутреннего отражения от нижней поверхности подложки (стекло или целлулоидная пленка) и вновь попадает в слой. Радиус кольца зависит от толщины подложки. С ореолом отражения борются путем окраски подложки по всей толщине (в случае пленки) либо путем нанесения на заднюю поверх-

ность подложки *противореального* слоя, т. е. слоя красителя, сильно поглощающего свет. Этот слой обесцвечивается или смывается в процессе проявления. Указанные меры полностью уничтожают или сильно уменьшают ореол отражения, однако не влияют на рассеяние света в самом фотографическом слое и потому почти не уменьшают диффузный ореол.

Способность фотографического слоя передавать мелкие детали изображения характеризуется его *разрешающей способностью*. Чаще всего разрешающую способность определяют, пользуясь *штриховой мирой абсолютного контраста* с группами штрихов разной ширины, разделенных такими же промежутками (рис. 105). Наиболее распространен проекционный метод определения разрешающей способности, заключающийся в том, что в специальном приборе — *резольвометре* — миру проектируют с уменьшением в 30—40 раз на поверхность испытуемого фотографического слоя. Фотографическое изображение миры рассматривают в микроскоп и определяют, на каких группах миры штрихи передаются раздельно, так что их возможно сосчитать. С увеличением плотности почернения число разрешаемых штрихов сначала увеличивается, доходит до максимума, затем уменьшается. Разрешающую способность  $R$  оценивают наибольшим числом штрихов на миллиметр, раздельно передаваемых фотографическим слоем, и выражают в  $\text{мм}^{-1}$ . Современные высокочувствительные фотографические материалы имеют разрешающую способность порядка 60—90  $\text{мм}^{-1}$ , средние и малочувствительные 100—200  $\text{мм}^{-1}$ , специальные высокоразрешающие пленки и пластинки «Микрат» 300, 600 и даже более 1000  $\text{мм}^{-1}$ . При проекционном способе измерения разрешающая способность определяется не только свойствами фотографического слоя, но и свойствами объектива. Для того, чтобы характеризовать собственно фотографический слой, необходимо, чтобы разрешающая сила объектива резольвометра, определяемая в основном его апертурой, в несколько раз превышала разрешающую способность слоя.

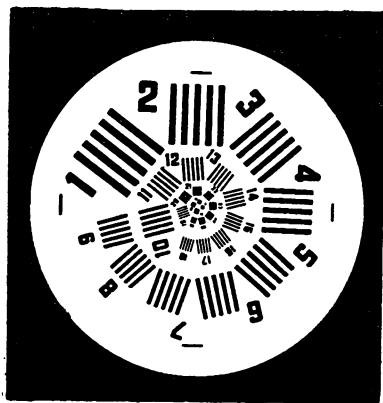


Рис. 105.

Следует иметь в виду, что способность фотографического слоя раздельно передавать мелкие детали существенно зависит от их формы и расположения. Так, например, разрешающая способность фотографического материала для группы точек (кружков) может оказаться меньше, чем для штрихов, а для штрихов будет зависеть от соотношения между шириной штрихов и промежутков, и т. д. С уменьшением контраста деталей разрешающая способность сильно падает. Разрешающая способность фотографического слоя определяется в основном характером рассеяния света эмульсионными кристаллами. Как правило, чем крупнее эмульсионные кристаллы, тем сильнее они рассеивают свет и тем ниже разрешающая способность. Спектральный ход разрешающей способности также определяется спектральным ходом рассеяния света. В связи с этим разрешающая способность мелкозернистых фотографических материалов для красных лучей выше, чем для синих, а разрешающая способность крупнозернистых — наоборот. В ультрафиолетовой области спектра разрешающая способность всех фотоматериалов значительно выше, чем в видимой, так как из-за сильного поглощения ультрафиолетовых лучей галогидным серебром изображение сосредотачивается в самой поверхностной части фотографического слоя.

Неоднократно высказывалось мнение, что разрешающая способность является слишком ограниченной характеристикой фотографического слоя, так как она оценивает его возможность воспроизводить лишь предельно малые детали изображения. Между тем качество изображения определяется контрастностью и резкостью деталей разного размера, а не только предельно малых. Поэтому все большее распространение получает методика определения *частотно-контрастной характеристики (ЧКХ)* фотографического материала. Последняя характеризует степень уменьшения контраста синусоидального распределения освещенностей в изображении по сравнению с объектом в зависимости от пространственной частоты  $\nu$ , представляющей величину, обратную периоду синусоиды. Под контрастом понимают отношение

$$\frac{E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}} + E_{\text{мин}}},$$

где  $E_{\text{макс}}$  и  $E_{\text{мин}}$  — максимальная и минимальная освещенности синусоидальной миры. Таким образом, ЧКХ выразится формулой

$$T(\nu) = \frac{\left( \frac{E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}} + E_{\text{мин}}} \right)_{\text{изобр}}}{\left( \frac{E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}} + E_{\text{мин}}} \right)_{\text{объекта}}} \quad (1.34)$$

Процесс фотографического воспроизведения состоит из двух частей: из линейного процесса рассеяния света в эмульсионном слое и нелинейного процесса формирования фотографического почернения. Понятие ЧКХ относится лишь к первой части. В случае достаточно больших участков фотографического слоя плотности почернения определяются освещенностями, создаваемыми на слое оптическим изображением (так называемыми *наложенными* освещенностями); в случае же малых элементов изображения, а также на границе сильно и слабо освещенных участков слоя, плотности почернения соответствуют не наложенным, а так называемым *действующим* освещенностям. Последние отличаются от наложенных из-за рассеяния света в фотографическом слое. Нелинейную часть фотографического процесса исключают путем перехода от плотностей почернения на изображении синусоидальной миры к действующим освещенностям. Таким образом, ЧКХ фотоматериала есть отношение контраста в действующем распределении освещенности к контрасту в наложенном распределении.

Для экспериментального определения ЧКХ фотографического материала необходимо профотометрировать фотографическое изображение синусоидальной миры, при помощи характеристической кривой перейти к действующему распределению освещенности и рассчитать  $T(\nu)$  по формуле (1.34). Если фотографировалась не синусоидальная, а штриховая мира, то производится соответствующий пересчет с использованием разложения Фурье. ЧКХ выражается кривой зависимости падения контраста от пространственной частоты. Она гораздо полнее характеризует качество изображения, чем разрешающая способность, так как оценивает контраст деталей разных размеров. Кроме того, преимущество метода ЧКХ заключается в том, что можно определить ЧКХ фотографирующей системы в целом, если известны в отдельности ЧКХ фотографического слоя и ЧКХ объектива, простым перемножением этих характеристик. Наконец, определение ЧКХ производится объективным методом — путем микрофотометрии изображений, и свободно от субъективных ошибок, свойственных визуальной оценке разрешающей способности. С другой стороны, экспериментальное определение ЧКХ значительно более трудоемко, чем определение разрешающей способности. Между тем в ряде случаев

существует удовлетворительная корреляция между разрешающей способностью и «хвостом» ЧКХ, т. е. частотой штрихов, отвечающей предельно малому еще различимому контрасту. Поэтому измерение разрешающей способности фотографического материала не потеряло своего значения, и вряд ли будет полностью вытеснено определением ЧКХ.

**§ 29. Зернистость фотографических материалов и понятие об их информационной чувствительности.** При рассматривании проявленного негатива с увеличением в 6—10 раз отчетливо выступают мелкие неоднородности почернения в виде неприятной ряби. Размеры этих неоднородностей намного превышают размеры отдельных проявленных зерен. Вызваны они тем, что проявленные зерна распределены в слое крайне неравномерно и расположены по толщине слоя в несколько рядов, перекрывающихся между собой. Это явление, называемое *зернистостью*, препятствует получению больших увеличений с негатива. Зернистость, выявляемая визуально, оценивается *фактором зернистости*  $G = 100/M_{\text{пред}}$ , где  $M_{\text{пред}}$  — предельный масштаб увеличения, начиная с которого неоднородность почернения становится отчетливо заметной.

Неоднородная структура почернения в научной фотографии проявляет себя при микрофотометрии изображений. Она особенно вредна тем, что сильно ограничивает точность фотографической фотометрии. При сканировании равномерно экспонированного и проявленного участка фотографического слоя узким световым пучком регистрирующего микрофотометра колебания коэффициента пропускания или плотности почернения записываются волнистой линией. У разных фотографических материалов эти колебания могут быть большими (*крупнозернистые материалы*) или меньшими (*мелкозернистые материалы*). Для данного слоя флуктуации коэффициента пропускания будут тем больше, чем меньше сечение сканирующего пучка микрофотометра. Неравномерность почернения, измеряемую объективным методом, обычно называют *гранулярностью*, или *микрофотометрической зернистостью*. Она оценивается средней квадратичной флуктуацией коэффициента пропускания

$\sigma_T = \sqrt{(T - \bar{T})^2}$  или плотности почернения  $\sigma_D = \sqrt{(D - \bar{D})^2}$ . Для не слишком больших флуктуаций почернения между  $\sigma_T$  и  $\sigma_D$  существует соотношение  $\sigma_D = 0,434 \sigma_T / \bar{T}$ . Микрофотометрическая зернистость (гранулярность) может быть измерена, например, при помощи установки, состоящей из микрофотометра и вольтметра эффективных значений, измеряющего при постоянной нагрузке фотоумножителя квадратичные флуктуации фототока  $\sigma_i$  при сканировании равномерно засвеченного и проявленного участка фотографического слоя световым пучком микрофотометра.

Характерная зависимость  $\sigma_T$  и  $\sigma_D$  от плотности почернения представлена на рис. 106. Сплошные кривые относятся к диапозитивным пластинкам, а прерывистые — к пластинкам Astro. Площадь сечения сканирующего пучка  $s = 100 \text{ мк}^2$ . С увеличением  $D$  гранулярность  $\sigma_T$  проходит через максимум при  $D = 0,2 \div 0,3$ , а  $\sigma_D$  монотонно увеличивается. При другом сечении пучка величина гранулярности обратно пропорциональна  $\sqrt{s}$ . Диапазон изменения

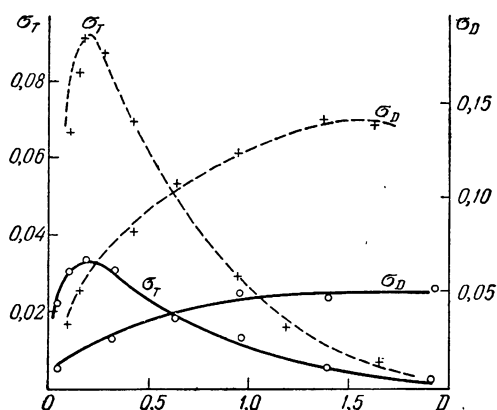


Рис. 106.

$\sigma_D$  от наиболее крупнозернистых до самых мелкозернистых слоев составляет около 3—4 раз. Гранулярность растет по мере проявления с ростом коэффициента контрастности. Так называемые *мелкозернистые проявители* позволяют получить меньшую микрофотометрическую зернистость, главным образом (хотя и не исключительно) за счет того, что они проявляют до более низких значений  $\gamma$ . Данные о микрофотометрической зернистости позволяют на основании характеристической кривой фотоматериала оценить предельную точность фотографической фотометрии при данном сечении сканирующего пучка микрофотометра. По аналогии с другими приемниками излучения можно сказать, что фотографические материалы также обладают собственными «шумами». При этом понятие фотографических шумов совпадает с микрофотометрической зернистостью.

Как сказано в § 24, в фотографической сенситометрии принято определять чувствительность как величину, обратную экспозиции, вызывающей на фотографическом слое определенную плотность почернения. Такое определение, достаточное для ряда практических задач, является, однако, ограниченным, так как совершенно не учитывает качества получаемых снимков. Последнее определяется количеством содержащейся в них информации. Сенситометрическое определение чувствительности не позволяет сравнить между собой фотоматериалы, имеющие различную разрешающую способность и разные фотографические шумы. Действительно, для того чтобы получить одинаковое количество деталей на фотоматериалах с разной разрешающей способностью, приходится применять разный масштаб увеличения, обратно пропорциональный их разрешающей способности. Но освещенность на изображении обратно пропорциональна квадрату масштаба увеличения. Фотографический шум материала, определяющий предельно малую градацию яркости объекта, которую фотоматериал способен передавать, также оказывает влияние на его практическую чувствительность. Например, для того чтобы обнаружить слабую спектральную линию на крупнозернистом фотоматериале, она должна значительно возвышаться над сильно флуктуирующим фоном, в то время как на мелкозернистом фотоматериале с маленькими шумами она должна лишь слегка отличаться от фона, чтобы быть различимой. Эти примеры показывают, что в ряде случаев сенситометрическое определение чувствительности неудовлетворительно. Поэтому в последние годы в литературе обсуждается вопрос о необходимости измерения *информационной чувствительности* фотоматериалов, критерием которой должен служить объем информации, передаваемой изображением. Предпринимались также попытки рассчитать информационную чувствительность ряда фотоматериалов.

§ 30. Некоторые особые фотографические эффекты. а) П р о я в и т е л ь н ы й э ф ф е к т Э б е р х а р д а. Если получить с одинаковой экспозицией на фотографическом слое изображения штрихов разной ширины или кружков разного диаметра, то начиная с некоторых размеров (для штрихов — меньше 0,3 мм) плотность почернения заметно возрастает по мере уменьшения размеров изображения до тех пор, пока не начинает преобладать микроэффект рассеяния (см. § 28), вызывающий уменьшение плотности. С другой стороны, при равномерном освещении резко ограниченной площадки фотографического слоя плотность почернения на проявленном изображении не будет одинаковой по всей площадке: близ ее границы плотность заметно возрастает, образуя как бы темную кайму. А вдоль границы с сильно освещенной площадкой (светлой деталью изображения) плотность фона или вуали уменьшается, образуя светлую кайму. Описанный *краевой эффект Эберхарда* иллюстрируется рис. 107, на котором приведены микрофотометрические записи, сделанные поперек изображений широкого и узкого штрихов, полученных при одинаковой экспозиции.

Эберхард выдвинул предположение, что причина всех этих явлений, имеющих одинаковую природу, в местном проявительном эффекте. По мере проявления внутри эмульсионного слоя накапливаются продукты реакции восстановления галоидного серебра и окисления проявителя, которые вызывают замедление дальнейшего роста плотностей почернения. При проявлении изображений малого размера продуктов реакции образуется мало, проявление не замедляется и дает большую плотность почернения, чем при проявлении так же экспонированных изображений большого размера, когда проявитель сильно истощается. Аналогично объясняется и преувеличенная плотность почернения вдоль границы сильно освещенного и резко очерченного поля по сравнению с его серединой: в этом случае происходит боковая

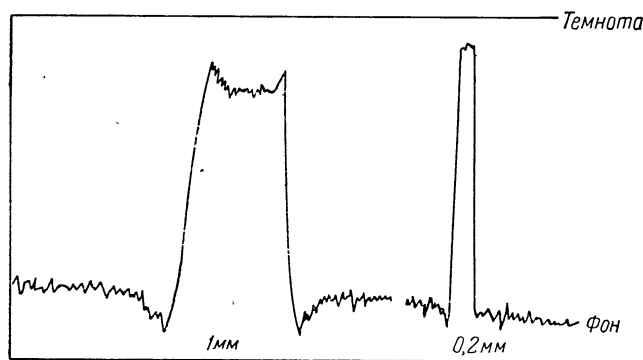


Рис. 107.

диффузия свежего проявителя к экспонированным местам фотографического слоя от соседних участков неэкспонированного фона.

Эффект Эберхарда исследовался рядом авторов. Оказалось, что он тем сильнее, чем больше резкость края изображения и чем больше плотность почернения. Эффект сильно зависит от условий перемешивания проявителя: хорошее перемешивание проявителя хотя и не уничтожает эффекта полностью, но сильно уменьшает его. Для высокочувствительных крупнозернистых слоев он, как правило, сильнее, чем для малочувствительных и мелкозернистых. Было показано, что при прочих равных условиях эффект Эберхарда для узких штрихов, т. е. преувеличенная плотность узких штрихов по сравнению с широкими, сильнее, чем краевой эффект Эберхарда. Эффект Эберхарда может привести к большим ошибкам в фотографической фотометрии, в особенности в спектрофотометрии. Поэтому его необходимо тщательно учитывать (что не всегда просто) и принимать все меры к его уменьшению (например, интенсивно перемешивать проявитель).

б) Эффект Костинского можно рассматривать как разновидность пограничных эффектов проявления. Измеряя изображения тесных двойных звезд, С. К. Костинский обнаружил, что расстояния между центрами фотографических изображений очень близких звезд оказываются большими, чем расстояния между центрами их оптических изображений. Звезды как бы «отталкиваются» друг от друга. Это явление выражено тем сильнее, чем ближе друг к другу расположены звезды и чем больше экспозиция. Эффект Костинского объясняется так же, как и эффект Эберхарда: проявитель в промежутке между изображениями оказывается более истощенным, чем с наружной стороны. Из-за этого внутренние края изображения проявляются менее интенсивно, чем внешние, и центры фотографических изображений оказываются на большем расстоянии.

Эффект Костинского может маскироваться так называемым *эффектом мутности*, связанным с рассеянием света в слое. Если два точечных изображения близки друг к другу, то в промежутке между ними свет, рассеянный одним из изображений, будет налагаться на свет, рассеянный другим. Вследствие этого проявленные изображения окажутся растянутыми по линии, соединяющей их центры. Так как это растягивание происходит только во внутреннюю область, то изображения как бы смещаются друг к другу и

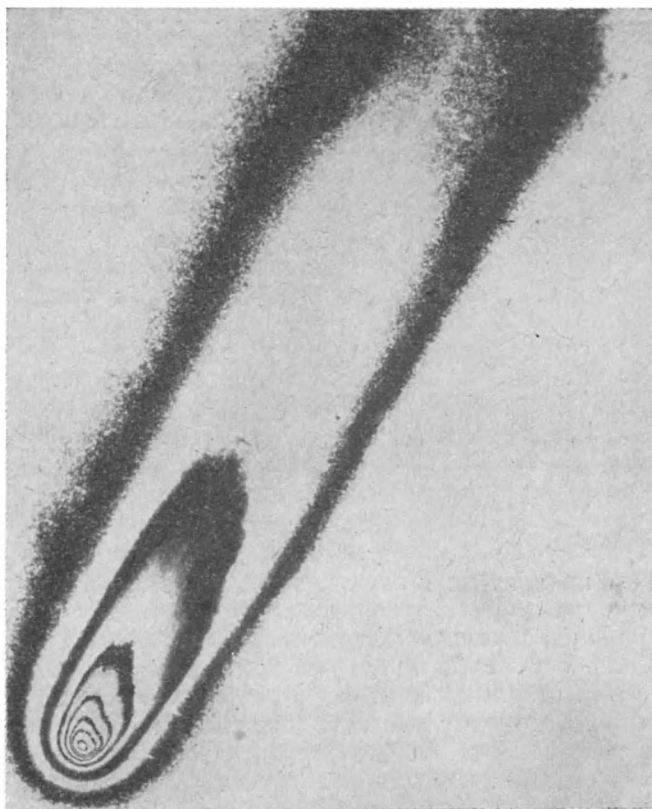


Рис. 108.

расстояние между их центрами уменьшается. Таким образом, действие эффекта мутности противоположно действию эффекта Костинского, и в зависимости от того, который из них преобладает, центры фотографических изображений очень близких звезд могут либо сближаться либо удаляться одно от другого.

в) **Желатиновый эффект (эффект Росса)**. Образующиеся во время проявления продукты окисления проявителя дубят желатин в месте возникновения фотографического изображения. Вследствие этого освещенные места слоя содержат меньше воды, чем окружающие, и сохнут быстрее. При сушке образуются внутренние натяжения. Окружающий желатин, пока он влажен, не может им сопротивляться и притягивается к высохшему месту. Вследствие этого точечные изображения, расположенные вблизи сравнительно большого сильно экспонированного поля, будут как бы притягиваться к нему. Возможность такого эффекта следует принимать во внимание, например, при измерении расстояния близких спутников от планет, близких



двойных звезд и спектральных дублетов. Так, Росс считал, что для близких спектральных линий, разделенных расстоянием менее 0,1 мм, сближение, вызванное указанным эффектом, при применении обычных проявителей может достигать 1,6 мк. Дубящее действие разных проявителей различно, например, гидрохиноновые проявители почти не дубят слой, а пирогалловый дубит очень сильно, вследствие чего он может вызвать большой эффект Росса. Наконец, нужно иметь в виду, что обычная сушка проявленной пластинки (на воздухе) может обусловить смещение слоя до 1—2 мк, особенно вблизи края пластинки.

г) Э ф ф е к т С а б а т ь е. Если проэкспонированный, частично проявленный, но не отфиксированный фотографический слой подвергнуть действию вторичного равномерного освещения, а затем снова проявить, то можно получить обращение первоначального изображения, т. е. позитив. Это явление было обнаружено Сабатье еще в 1850 г., но лишь в последние годы на основе его был создан простой фотографический метод получения изофот поверхностных объектов, получивший название *эквиденситометрии*. При определенных условиях можно получить не полное, а частичное обращение, в результате чего некоторые места изображения окажутся светлыми на общем темном фоне. Варьируя первую экспозицию, можно выделить те или иные детали изображения. На этой основе Лау и Круг (ГДР) разработали метод получения *эквиденсит*, т. е. кривых равной плотности почернения. Путем соответствующей градуировки систему эквиденсит можно превратить в систему изофот. К астрономическим задачам эквиденситометрический метод впервые применили Рихтер и Хегнер. В СССР он также успешно применяется для фотометрии туманностей, комет, солнечной короны и других небесных объектов. Преимущества фотографического метода эквиденсит перед другими методами фотометрии заключается в том, что он позволяет без сложного оборудования достаточно быстро построить подробную систему изофот, характеризующую фотометрическую структуру протяженного объекта. На рис. 108 воспроизведена полученная этим методом система изофот кометы Беннета (1969 i), которая была сфотографирована в Пулковской обсерватории в 1970 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Брейдо И. И., Усп. научн. fotogr., 1, 118, 1951.
2. Брейдо И. И., Изв. ГАО № 158, 1958; № 162, 1958.
3. Брейдо И. И., Журн. научн. прикл. fotogr. и кинематогр. 4, 144, 1959.
4. Брейдо И. И., Изв. ГАО № 177, 1964.
5. Брейдо И. И., Ермошина К. П. АЖ 45, 865, 1968.
6. Брейдо И. И., Маркелова А. А., Изв. ГАО № 169, 1961.
7. Брейдо И. И., Прусс П. Х., ДАН СССР 82, 893, 1952.
8. Брейдо И. И., Чеботарева Т. П., Изв. ГАО № 180, 1966.
9. Вендровский К. В., Вейцман А. И., в сб.: «Иконика», «Наука», 1968.
10. Гороховский Ю. Н., Баранова В. П., Свойства черно-белых фотографических пленок. Сенситометрический справочник, «Наука», 1970.
11. Гороховский Ю. Н., Левенберг Т. М., Общая сенситометрия, «Искусство», 1963.
12. Истомин Г. А., Журн. научн. прикл. fotogr. и кинематогр. 10, 378, 1965.
13. Картужанский А. Л., УФН 60, 161, 1953.
14. Мейкляр П. В. и др., Журн. прикладной спектроскопии 3, 99, 1965.
15. Миз К., Теория фотографического процесса, Гостехиздат, 1949.
16. Прусс П. Х., Журн. научн. прикл. fotogr. и кинематогр. 8, 216, 1963.
17. Прусс П. Х., Усп. научн. fotogr., 10, 235, 1964.
18. Bowen J. S., Clark L. T., JOSA 30, 508, 1940.
19. Hoag A., PASP 73, 301, 1961.
20. Lau E., Kруг W., Die Äquidensitometrie. Akademie-Verlag, Berlin, 1957.
21. Richter N., Högnér W., A. N. 287, 261, 1963.
22. Ross F. E., The Physics of the Developed Photographic Image, Eastman Kodak Co, New-York, 1924.

## ГЛАВА V

### ПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ СЛАБЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ

§ 31. Фотоэффект и фотоэлектронные приборы. Идеальное измерение слабейшего светового потока осуществится, если будет регистрироваться каждый фотон. Наилучшее приближение к такому идеалу достигается при помощи фотоэлектронных приборов, основанных на применении *внешнего фотоэлектрического эффекта*. Внешний фотоэффект наблюдается, когда при поглощении фотона в толще металла, полупроводника или диэлектрика электрон приобретает достаточную энергию для выхода во внешнее пространство. При этом он должен произвести некоторую работу, называемую *работой выхода*. Она различна для разных веществ и в сильнейшей степени зависит от состояния их поверхности и наличия на ней адсорбированных атомов.

Внешний фотоэффект подчиняется двум основным законам:

1) число фотоэлектронов прямо пропорционально падающему на фоточувствительную поверхность потоку лучистой энергии (*закон Столетова*);

2) максимальная энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна энергии фотонов, а следовательно, и частоте падающего монохроматического излучения (*закон Эйнштейна*). Этот закон выражается соотношением, называемым *уравнением Эйнштейна*, которое связывает энергию фотона  $h\nu$ , работу выхода  $P$  и максимальную кинетическую энергию вырванного фотоэлектрона:

$$h\nu = P + \frac{1}{2}mv_{\text{макс}}^2, \quad (1.35)$$

где  $m$  и  $v$  соответственно масса и скорость фотоэлектрона. Если фотоэлектрон выходит с нулевой скоростью, другими словами, вся его энергия затрачена на преодоление работы выхода, то, полагая в уравнении Эйнштейна  $v_{\text{макс}}=0$ , получим *граничную частоту*  $\nu_0 = P/h$ . Эта величина определяет ту наибольшую длину волны  $\lambda_0$ , которая еще воздействует на данный фоточувствительный материал. Выражая работу выхода в электрон-вольтах, а длины волн в  $\text{м}\mu$  и полагая  $h=6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$ , находим

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{P} = \frac{1236}{|P|} \text{ м}\mu.$$

Отсюда видно, что чем меньше работа выхода, тем к более длинным волнам чувствителен данный материал.

Спектральный диапазон, который может быть охвачен при применении внешнего фотоэффекта, простирается от далекого вакуумного ультрафиолета (он приобрел сейчас большое значение в связи с возможностью осуществления внеземных наблюдений) вплоть до близкой инфракрасной области — до длин волн, немного превышающих один микрон. Внешний фотоэффект

практически безынерционен. Интервал времени между падением кванта на фоточувствительную поверхность и выходом фотоэлектрона меньше  $10^{-9}$  сек. Поскольку поток фотоэлектронов пропорционален фотонному потоку, применение фотоэффекта исключительно благоприятно для точного измерения световых потоков. *Квантовый выход* фотоэффекта определяется как отношение числа фотоэлектронов к числу упавших фотонов с данной длиной волны в единичном интервале. Для наилучших современных фотоэлектрических материалов он достигает значения 0,4 и даже выше. В этом отношении фотоэлектрический метод значительно превосходит обычную фотографию, где для получения одного элемента информации — восстановленного зерна фотоэмульсии — требуется на один и даже на два порядка большее число фотонов.

Все фотоэлектронные приборы обязательно имеют два основных элемента: *фотокатод*, из которого под действием света вырываются фотоэлектроны, и *анод*, на котором они собираются (иногда после соответствующего усиления) под действием приложенного ускоряющего напряжения. Катод и анод помещаются в вакуумный баллон с окном, прозрачным для измеряемого излучения. Это необходимо, поскольку большинство фотокатодов мгновенно разрушается при соприкосновении с воздухом (исключение составляют лишь некоторые фотокатоды, чувствительные к далекому ультрафиолету).

Фотоэлектронные приборы разделяются на две принципиально различные группы. Перед первой ставится задача измерения лишь интегрального потока фотоэлектронов, что необходимо в фотометрии и при решении некоторых проблем спектрофотометрии. В простейшем случае на аноде собираются все вышедшие с фотокатода фотоэлектроны — это *вакуумный фотоэлемент*. Но при измерении слабых световых потоков представляется необходимым усилить поток фотоэлектронов на его пути от фотокатода к аноду. Это можно осуществить, введя в баллон прибора некоторое количество инертного газа, не вступающего в химическое взаимодействие с фотокатодом. При достаточном ускоряющем напряжении фотоэлектроны будут ионизовать газ, и суммарный ионный и электронный ток может на порядок и даже более превышать первоначальный фототок. В этом случае мы имеем так называемый *газополный фотоэлемент*. Значительно более совершенным методом усиления фототока, полностью вытеснившим газовое усиление, является введение между фотокатодом и анодом усилительной системы, основанной на применении *вторично-электронной эмиссии*. Последняя заключается в том, что при ударе одного электрона, обладающего достаточной энергией, из соответствующей поверхности вырывается несколько электронов. Прибор, использующий этот метод усиления, назван фотоэлектронным умножителем или *фотоумножителем* (сокращенно ФЭУ). При каскадном применении вторично-электронного усиления можно достигнуть в одном фотоумножителе огромных усилений — вплоть до сотен миллионов раз.

Перед второй группой электронных приборов ставится задача получения электронного изображения, которое воспроизводит световое изображение, спроектированное на фотокатод. В этих приборах электронное изображение строится посредством той или иной электронно-оптической системы (электростатической, магнитной, электромагнитной или их комбинаций), а фотоэлектронам может быть придана значительная дополнительная энергия за счет приложенного ускоряющего напряжения. Если электронное изображение строится на электроннографической пластинке с эмульсией, чувствительной к электронному удару, на которой каждый электрон, обладающий достаточной энергией, оставляет след (короткий трек), то мы имеем дело с *электронной камерой* и применением метода *электронной фотографии*. Если электронное изображение строится на экране, покрытом люминофором, где под действием фотоэлектронов появляется

светящееся оптическое изображение, которое может наблюдаться визуально или фотографироваться, то такой прибор носит название *электронно-оптического преобразователя* (сокращенно ЭОП). Электронное изображение может строиться и на изолированной мишени, на которой в результате вторично-электронной эмиссии под действием фотоэлектронов образуется *потенциальный рельеф*, воспроизводящий оптическое изображение, спроектированное на фотокатод. При считывании этого рельефа электронным лучом возникает система электрических сигналов, позволяющих исследовать или воссоздать, а если нужно, то и передать на расстояние оптическое изображение. На этом основано устройство *суперортикона*, широко применяемого в телевизионной технике.

Фотокатод определяет основные свойства каждого фотоэлектронного прибора — область его *спектральной чувствительности* и, в значительной мере, его *проницающую способность*. Для последней решающее значение имеют квантовый выход фотокатода и уровень его *паразитной электронной эмиссии*. Такой эмиссией является *термоэлектронная эмиссия* фотокатода, ток которой  $i_T$ , выражаемый в  $\text{а/см}^2$ , определяется известной формулой Ричардсона:

$$i_T = AT^2 e^{-\frac{\phi}{kT}}, \quad (1.36)$$

где  $T$  — абсолютная температура,  $k=1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/град — постоянная Больцмана, а  $\phi$  — работа выхода термоэлектронов. Согласно формуле (1.36) термоэлектронная эмиссия очень быстро убывает с температурой, что позволяет подавлять ее охлаждением фотокатода. Отметим попутно очень важный факт, что работа выхода фото- и термоэлектронов тождественна лишь для чистых металлов. Для всех практически применяемых фотокатодов эти виды работы выхода существенно различны.

Но главное, принципиальное ограничение на проницающую способность фотоэлектронных приборов накладывается *дискретной природой* и *фотонного потока* и *фотоэлектрического эффекта*. Поскольку фототок представляет собой поток отдельных фотоэлектронов и вырывание каждого из них является совершенно не зависимым статистическим актом, то величина этого потока будет испытывать флуктуации при постоянном освещении фотокатода. Это явление носит название *дробового эффекта* или *шума* фотоэлектронной эмиссии. Величина дробового эффекта определяется среднеквадратичным отклонением  $\sigma$  числа эмиттированных электронов  $n$  за время  $\tau$  от их среднего числа  $\bar{n}$ :

$$\sigma^2 = (n - \bar{n})^2 = (n_0 - \bar{n}_0)^2 \tau^2, \quad (1.37)$$

где индексом нуль обозначены величины, относящиеся к одной секунде. Величина  $\sigma$  представляет собой также дисперсию идеально точных измерений естественно флуктуирующего потока электронов. Из курсов физики известно, что значение  $\sigma$  определяется следующим соотношением:

$$\sigma = \sqrt{n} = \sqrt{n_0 \tau}. \quad (1.38)$$

Здесь и в дальнейшем опущена черта, обозначающая средние значения, с которыми в дальнейшем мы только и будем иметь дело. Отсюда относительная дисперсия идеально точного измерения фототока при отсутствии какой-либо паразитной эмиссии будет:

$$\delta = \frac{\sigma}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{n_0 \tau}} \quad (1.39)$$

или, в процентах,

$$\delta \% = \frac{100}{\sqrt{n_0 \tau}} \%$$

Ведя измерение с идеальным прибором, регистрирующим каждый фотоелектрон, для достижения точности в 1% необходимо, следовательно, накопить  $10^4$  фотоеlectронов, а для точности в 0,1% —  $10^6$  фотоеlectронов. Из соотношения (1.39) получаем оценку времени, необходимого для обеспечения относительной точности  $\delta$  при потоке электронов, равном  $n_0$  в 1 секунду:

$$\tau = \frac{1}{n_0 \delta^2}. \quad (1.40)$$

Однако на практике при наблюдении слабых небесных объектов формулы (1.39) и (1.40) не решают поставленной задачи, поскольку на фотоэмиссию от изучаемого объекта накладывается фотоэмиссия от фона неба и термоэмиссия фотокатода. Если последняя может быть подавлена охлаждением фотокатода, то от эффекта фона неба освободиться невозможно. Даже для внеатмосферных наблюдений он остается весьма существенным, порядка 200 звезд  $10^m$  с кв. градуса, слагаясь из суммарного света слабых звезд и свечения межпланетной среды. Наиболее сильно влияние фона сказывается в приборах, предназначенных для звездной электрофотометрии, где свет звезды и фон неба измеряются через диафрагму, всегда большую, чем турбулентный диск звезды. Практически ее минимальный диаметр ограничивается 5". При применении же приборов, использующих электронные изображения звезд, фон неба сказывается лишь с площади, равной площади звездного изображения, которое обычно имеет размеры не более 1—2". В этом и заключается причина несколько большей проникающей способности приборов, дающих изображения звезд.

При наличии термоэлектронной эмиссии и фона неба для определения числа электронов, идущих только от звезды ( $n_*$ ), необходимо определять разность

$$n_* = (n_* + n_f + n_t) - (n_f + n_t), \quad (1.41)$$

где  $n_f$  — число электронов от фона неба, а  $n_t$  — число термоэлектронов.

Поскольку процессы эмиссии фото- и термоэлектронов являются совершенно не зависимыми актами, то в случае возникновения двух потоков электронов  $n_1$  и  $n_2$  (одновременно или последовательно) результирующая флуктуация потока  $n_1 + n_2$  определится соотношением

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} = \sqrt{n_1 + n_2}. \quad (1.42)$$

Так как измерения числа электронов, образующих компоненты разности (1.41), выполняются последовательно и независимо, то, применяя (1.42), имеем

$$\sigma_*^2 = \sigma_{(*, f, t)}^2 = \sigma_{(f, t)}^2 = n_* + 2(n_f + n_t),$$

откуда, обозначая, как и ранее, индексом нуль числа электронов, эмиттируемых за 1 секунду, получим

$$\sigma_*^2 = n_{0*} \tau \left[ 1 + 2 \frac{(n_{0, f} + n_{0, t})}{n_{0*}} \right] = k n_{0*} \tau.$$

Здесь введено обозначение

$$k = 1 + 2 \frac{(n_{0, f} + n_{0, t})}{n_{0*}}. \quad (1.43)$$

Для относительной ошибки дисперсии идеально точного измерения величины  $n_*$  имеем

$$\delta_{*}^{\text{дисперсия}} = \frac{\sigma_{*}}{n_{*}} = \sqrt{\frac{k}{n_{0*}\tau}}. \quad (1.44)$$

В астрофизической практике точность определения искомой величины принято выражать в звездных величинах. В данном случае она определяется естественными флуктуациями потока фотоэлектронов  $\sigma_m$ . Дифференцируя известное соотношение

$$m_{*} = -2,5 \lg n_{*} + C$$

и отождествляя  $|dm_{*}|$  с  $\sigma_m$ , а  $|dn_{*}|$  с  $\sigma_{*}$ , имеем, учитывая (1.44),

$$\sigma_m = 2,5d(\lg n_{*}) = 1,08 \frac{\sigma_{*}}{n_{*}} = 1,08 \sqrt{\frac{k}{n_{0*}\tau}}, \quad (1.45)$$

откуда

$$\tau = 1,2 \frac{k}{n_{0*}\sigma_m^2}.$$

Обозначая через  $\tau_0$  время, необходимое для достижения заданной точности  $\sigma_m$  при отсутствии фона и термоэлектронной эмиссии, можно на основании (1.39) и (1.44) представить  $\tau$  в виде

$$\tau = \tau_0 k = \tau_0 \left[ 1 + 2 \frac{(n_{0,f} + n_{0,\tau})}{n_{0*}} \right]. \quad (1.46)$$

Отсюда видно, что при паразитной эмиссии ( $n_{0,f} + n_{0,\tau}$ ), равной полезной эмиссии  $n_{0*}$ , для достижения точности, получаемой при отсутствии помех, время наблюдения необходимо утроить; если помехи в два раза превышают полезный сигнал, то время наблюдения надо увеличить в пять раз и т. д. Это очень наглядно показывает огромную роль и фона неба и термоэлектронной эмиссии при наблюдениях слабейших звезд.

Выше были рассмотрены те принципиальные помехи, которые определяют естественный предел проникающей способности любой фотоэлектрической аппаратуры. Другие, также весьма существенные источники помех, связанные как с аппаратурой, так и с атмосферными эффектами, будут рассмотрены на своем месте. Но всегда, когда стоит задача наблюдения слабых звезд, необходимо добиваться возможно более высокого квантового выхода фотокатода, его минимальной термоэмиссии и минимального влияния фона неба.

**§ 32. Фотокатоды.** В современной астрономии в основном применяются *полупроводниковые фотокатоды*. В полупроводниках, особенно содержащих дополнительные энергетические уровни за счет включенных примесей, условия для фотоэмиссии наиболее благоприятны: работа выхода невелика и может быть дополнительно понижена образованием на поверхности фотокатода атомарных или мономолекулярных адсорбированных слоев; кроме того, потери энергии фотоэлектронов при их движении через полупроводник незначительны ввиду малой концентрации электронов проводимости. Весьма существенно и то, что полупроводниковые фотокатоды имеют шероховатую поверхность, в результате чего у них отсутствует зависимость фотоэффекта от поляризации падающего света. Напомним, что для этих фотокатодов работа выхода фото- и термоэлектронов различна, что дает возможность создания фотокатодов одновременно с большим квантовым выходом и незначительной термоэлектронной эмиссией, которые можно использовать при измерениях слабых световых потоков, иногда даже совсем не применяя охлаждения.

Полупроводниковые фотокатоды имеют весьма сложную структуру. Обычно они состоят из некоторой подложки (металлической пластинки, металлического слоя на стекле или самого стекла), основного полупроводника, имеющего те или иные включения и, наконец, тонкого мономолекулярного или атомарного адсорбированного слоя щелочного металла. Такая сложная структура затрудняет точное воспроизведение фотокатодов при их изготовлении; их свойства могут зависеть и от применяемой технологии. Исключительно важны влияния внешних факторов на свойства фотокатодов и, в частности, на их спектральную чувствительность: температуры, градиента электрического поля (приложенного ускоряющего напряжения), а также и режима эксплуатации (эффект утомления).

В современных фотоэлектронных приборах применяются два конструктивных типа фотокатодов: *массивные*, освещаемые со стороны фотокатода, и *полупрозрачные*, освещаемые с обратной стороны через материал подложки. Первый тип имеет лучший квантовый выход, который можно дополнительно увеличить при использовании света, отраженного от зеркальной металлической подложки. Полупрозрачный фотокатод сам является как бы светофильтром, равно как и тончайшая, наносимая на стекло металлическая подложка, которая поглощает обычно около 10% света. Поэтому вполне естественно, что спектральная чувствительность массивных и полупрозрачных фотокатодов может быть несколько различной. Полупрозрачные фотокатоды исключительно удобны для применения в приборах электронного изображения. Несмотря на их несколько меньшую эффективность, они нашли также широчайшее применение в фотоумножителях.

Основные параметры, определяющие свойства фотокатодов — это их абсолютная спектральная чувствительность и величина термоэмиссии. Весьма существенны также стабильность фотокатода и равномерность распределения чувствительности по его поверхности.

*Абсолютная спектральная чувствительность*  $S_a(\lambda)$  полностью определяет реакцию фотокатода на падающий поток лучистой энергии. Она определяется как фототок  $i(\lambda)$  на единицу спектральной мощности  $W(\lambda)$  падающего на фотокатод излучения с длиной волны  $\lambda$  в ее единичном интервале, например, 1 мкм или 1 Å:

$$S_a(\lambda) = i(\lambda)/W(\lambda). \quad (1.47)$$

Очевидно, что интегральный фототок при освещении фотокатода гетерохромным излучением будет

$$i = \int_0^{\infty} S_a(\lambda) W(\lambda) d(\lambda).$$

Абсолютную спектральную чувствительность фотокатода в равной мере определяет и его квантовый выход

$$\chi(\lambda) = n(\lambda)/N(\lambda), \quad (1.48)$$

где  $n(\lambda)$  — число фотоэлектронов,  $N(\lambda)$  — число упавших фотонов. Тогда ток от гетерохромного фотонного потока будет

$$i = e \int_0^{\infty} n(\lambda) d(\lambda) = e \int_0^{\infty} \chi(\lambda) N(\lambda) d\lambda,$$

где  $e$  — заряд электрона. Оба параметра, определяющие абсолютную спектральную чувствительность фотокатодов, связаны простейшими

соотношениями. Поскольку  $n(\lambda) = i(\lambda)/e$  и  $N(\lambda) = W(\lambda)/h\nu$ , из формулы (1.48), принимая во внимание (1.47), получим

$$\kappa(\lambda) = \frac{hc}{e\lambda} S_a(\lambda) = 1,24 \cdot 10^4 \frac{S_a(\lambda)}{\lambda},$$

откуда

$$S_a(\lambda) = 8,07 \cdot 10^{-5} \kappa(\lambda), \quad (1.49)$$

если  $\lambda$  выражено в ангстремах; здесь  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света.

К сожалению, абсолютная спектральная чувствительность почти никогда не приводится как паспортная характеристика фотокатода. Ее заменяют двумя: *относительной спектральной чувствительностью* (максимальная чувствительность принимается равной единице, а иногда 100) и так называемой *общей чувствительностью*  $S$ , которая выражается величиной интегрального фототока, соответствующей единице светового потока. Общая чувствительность фотокатода, измеряемая в микроамперах на люмен, определяется, следовательно, как

$$S = \frac{i}{F} \cdot 10^6 = \frac{\int_0^\infty S_a(\lambda) W(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty V_a(\lambda) W(\lambda) d\lambda} \cdot 10^6, \quad (1.50)$$

где  $F$  — световой поток в люменах,  $V_a(\lambda)$  — абсолютная видность глаза, выраженная в люменах на ватт. Из (1.50) получим величину фототока в микроамперах:

$$i = 10^{-6} S F.$$

Совершенно очевидно, что чувствительность  $S$  зависит от распределения энергии в спектре излучения, падающего на фотокатод. А для ультрафиолетового или инфракрасного излучения она и вовсе теряет всякий смысл. Поэтому, когда приводится ее значение, обязательно следует указать, какому спектральному распределению оно соответствует. В паспортных данных общую чувствительность  $S$  принято относить к цветовой температуре газополной лампы накаливания с распределением энергии  $W_0(\lambda)$ , соответствующим цветовой температуре  $2870^\circ \text{K}$ . В астрофизике источники света, как правило, гораздо более высокотемпературные, и излучение их далеко не соответствует излучению черного тела. Поэтому, оценивая эффективность фотокатода для звездных измерений, надо пересчитать паспортную общую чувствительность на соответствующее распределение энергии. Для характеристики предельной чувствительности фотокатода применяется иногда в качестве паспортной характеристики так называемый *световой эквивалент темнового шума*, который определяется как световой поток в люменах, вызывающий фототок, равный флуктуациям (шуму) темнового тока за некоторое определенное время.

С начала нашего века — эпохи возникновения фотоэлектрической астрофотометрии — и вплоть до конца 30-х годов почти исключительно применялись *гидрированные калийные фотокатоды*, созданные Эльстером и Гейтелем. Эти фотокатоды получались при очувствлении калия разрядом в водородной атмосфере. Их абсолютная спектральная чувствительность очень мала, равно как и общая чувствительность, составляющая около  $1 \text{ мка/лм}$ . Теперь, в связи с разработкой гораздо более эффективных фотокатодов, гидрированные калийные фотокатоды полностью вышли из употребления. Но в свое время именно с ними были выполнены классические исследования Стеббинса в США, Гутника в Германии и некоторых других электрофотометристов.



С начала 30-х годов в астрофотометрии стал применяться *серебряно-кислородно-цезиевый фотокатод*, разработанный Коллером в 1929 г., а через несколько лет — *сурьмяно-цезиевый*, отличающийся очень большой эффективностью. Этот тип катода был предложен Герлихом в 1936 г. В последние годы все более широкое распространение получают *мультищелочные фотокатоды*, разработанные Sommerом в середине 50-х годов.

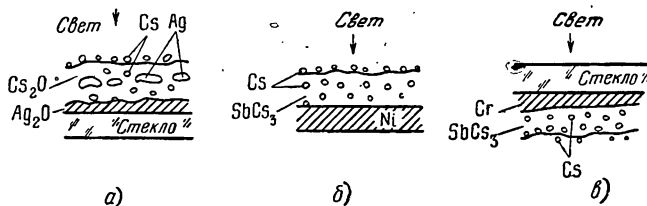


Рис. 109.

а) Серебряно-кислородно-цезиевый фотокатод изготавливается посредством окисления серебряной подложки (толщиной всего окло 10 мкм для полупрозрачных фотокатодов) и последующего воздействия на нее паров цезия. Схематически структура рассматриваемого фотокатода представлена на рис. 109, а. По современным, еще не окончательным представлениям, в серебряно-кислородно-цезиевом фотокатоде имеются фотоэмиттеры двоякого рода. Эмиттер первого рода — это полупроводник  $\text{Cs}_2\text{O}$ , спектральная чувствительность которого лежит в пределах от 220 до 600 мкм. Эмиттер второго рода состоит из коллоидных частиц серебра с адсорбированными на них атомами цезия. Этот эмиттер обуславливает длинноволновую область чувствительности фотокатода, которая имеет максимум около 800—900 мкм и может простирается вплоть до 1200—1500 мкм. Роль поверхностной пленки адсорбированных атомов цезия заключается в снижении работы выхода.

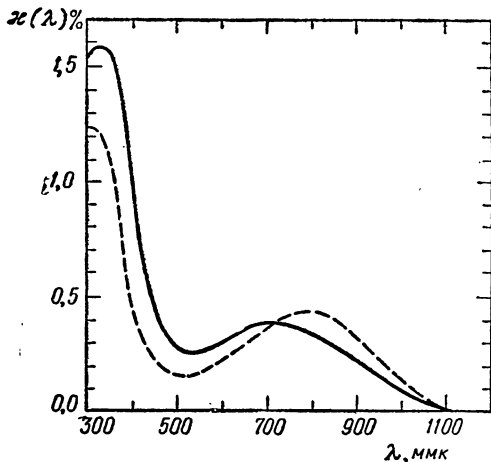


Рис. 110.

Типичные кривые абсолютной спектральной чувствительности серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода приведены на рис. 110. Сплошная кривая относится к массивному фотокатоду, а прерывистая к полупрозрачному, который характеризуется более высоким длинноволновым максимумом и пониженным коротковолновым. Из рисунка видно также, что квантовый выход весьма незначителен. Соответственно незначительна и общая чувствительность; она имеет значение около 50 мкА/лм и значительно уменьшается при пересчете на более высокотемпературное звездное излучение. Положение коротковолнового максимума весьма стабильно, тогда как положение длинноволнового сильно зависит от технологии изготовления фотокатода. Он может значительно смещаться (до 100 мкм и более) в зависимости от толщины слоя полупроводника, степени воздействия цезия и числа образовавшихся эмиттеров второго рода. Серебряно-кислородно-цезиевые фотокатоды имеют, как правило, весьма значительную термоэлектронную эмиссию,

достигающую при комнатной температуре  $10^{-10}$  а/см<sup>2</sup>. Поэтому при работе со слабыми световыми потоками почти всегда приходится прибегать к достаточно глубокому охлаждению этих фотокатодов (примерно до  $-70^\circ$  температуры твердой углекислоты). Однако, основываясь на различии работы выхода для фото- и термоэлектронов, о чем уже говорилось выше, можно подобрать такую технологию изготовления фотокатода, при которой достаточно высокий квантовый выход и достаточно хорошая чувствительность в длинноволновой области спектра сочетается со сравнительно незначительной термоэлектронной эмиссией вплоть до значений, меньших  $10^{-14}$  а/см<sup>2</sup>.

Температурная зависимость спектральной чувствительности в рабочей области применения этих фотокатодов (400—1000 мкм) незначительна и ее можно не принимать во внимание.

При значительных световых потоках серебряно-кислородно-цезиевые фотокатоды обнаруживают эффект утомления: под действием света их чувствительность падает. Этот эффект связан с затруднениями в пополнении эмиттированных электронов за счет электронов проводимости металла подложки (ввиду большого внутреннего сопротивления промежуточного слоя), а также с обеднением фотокатода адсорбированными атомами цезия, которые в результате фотоионизации вытягиваются вглубь фотокатода под действием приложенного поля. Последнее приводит к увеличению работы выхода. Утомление уменьшает высоту длинноволнового максимума спектральной чув-

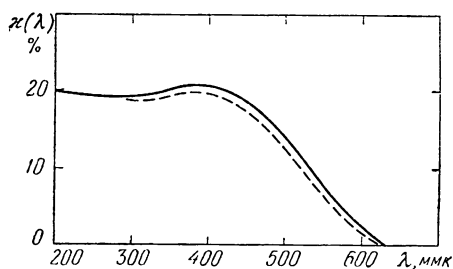


Рис. 111.

ствительности. В большинстве случаев оно имеет обратимый характер, но при наличии в толще полупроводника не полностью восстановленных частиц окиси серебра вытягиваемые вглубь фотокатода атомы цезия могут прореагировать с ними. Явление утомления фотокатода становится существенным лишь при световых потоках порядка  $10^{-2}$  лм и высоких ускоряющих потенциалах. Поэтому в звездной фотометрии, где мы имеем дело с гораздо меньшими световыми потоками, оно существенного значения не имеет. Но совершенно необходимо избегать засветки сильным светом фотокатода, находящегося под напряжением.

б) С у р ь м я н о - ц е з и е в ы й ф о т о к а т о д весьма прост в изготовлении, и характеризуется неплохой воспроизводимостью. Для его изготовления на металлическую подложку, никелевую для массивного фотокатода или очень тонкую, прозрачную для света, хромовую — для полупрозрачного, наносится напылением слой сурьмы толщиной в несколько десятков, а для полупрозрачного фотокатода около 10 мкм. Затем сурьма активируется цезием. При этом фоточувствительность катода растет по мере возрастания количества цезия, пока соотношение Sb и Cs не приблизится к  $\text{SbCs}_3$ . После этого чувствительность фотокатода начинает уменьшаться. На поверхности фотокатода также адсорбируется пленка цезия. Структура сурьмяно-цезиевого фотокатода схематически представлена на рис. 109, б (массивный) и 109, в (полупрозрачный).

Кривые спектральной чувствительности сурьмяно-цезиевых фотокатодов приведены на рис. 111. Сплошная кривая относится к массивному фотокатоду, а прерывистая — к полупрозрачному. Пределы чувствительности примерно 200 и до 650 мкм. Наблюдаемые иногда различия спектральной чувствительности массивного и полупрозрачного фотокатодов обуславли-

ваются большой оптической прозрачностью материала фотокатода для более длинноволнового излучения. Коротковолновая граница спектральной чувствительности на практике определяется пропусканием баллона прибора. Весьма высокий квантовый выход, достигающий иногда 30%, обусловлен эффективным поглощением света в  $\text{SbCs}_3$  и его хорошей прозрачностью для фотоэлектронов, т. е. малыми потерями энергии при их пути к поверхности. Сурьмяно-цезиевый фотокатод имеет существенную зависимость как общей, так и спектральной чувствительности от температуры, последняя начинает сказываться для излучения с длиной волны больше 500 мкм. На рис. 112 сплошной линией дано отношение спектральной чувствительности  $S_{-40}$  фотокатода, охлажденного до  $-40^\circ$ , к чувствительности  $S_{+20}$  фотокатода, находящегося при комнатной температуре.

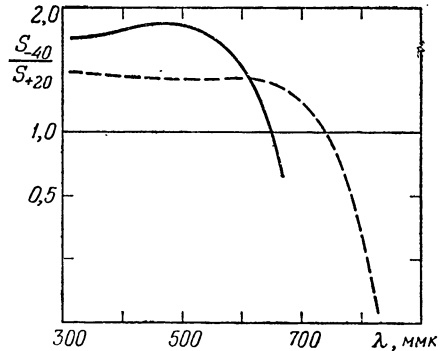


Рис. 112.

Некоторое повышение общей чувствительности сурьмяно-цезиевого фотокатода и его чувствительности к длинноволновому излучению может быть достигнуто посредством сенсibilизации кислородом. При этом на поверхности фотокатода появляются помимо адсорбированных атомов цезия еще  $\text{Cs}_2\text{O}$  и  $\text{Sb}$ , которые дополнительно уменьшают работу выхода. При этом общая чувствительность увеличивается на 20—30%, но темновой ток возрастает на порядок, а стабильность несколько понижается. Использо-

вание очувствленного кислородом сурьмяно-цезиевого фотокатода, нам представляется, не очень целесообразно, поскольку имеется мультищелочной фотокатод. Но с фотокатодами такого типа выпущено и продолжает выпускаться большое число фотоэлектронных приборов.

Можно изготовить фотокатоды, аналогичные сурьмяно-цезиевому, если брать вместо цезия натрий, калий, рубидий и литий. Однако квантовый выход у них

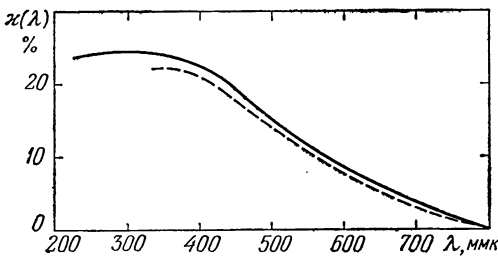


Рис. 113.

меньше, чем у сурьмяно-цезиевого фотокатода, а красная граница по мере того как мы переходим от натрия к литию располагается во все более коротковолновой области. Эти фотокатоды не представляют сколько-нибудь существенного интереса.

в) Мультищелочной фотокатод представляет некоторый аналог сурьмяно-цезиевого. В его трехкомпонентном варианте основным полупроводником является не  $\text{SbCs}_3$ , а  $\text{Sb}(\text{Na}_2\text{K})$ , с адсорбированным слоем цезия на поверхности. Технология изготовления этого фотокатода, заключающаяся в нанесении на слой сурьмы натрия и калия в определенной пропорции, значительно сложнее, чем сурьмяно-цезиевого, но зато мультищелочной фотокатод имеет ряд существенных преимуществ. Его длинноволновая чувствительность распространяется примерно до 850 мкм. Абсолютная спектральная чувствительность приведена на рис. 113, где сплошная кривая относится к массивному, а прерывистая — к полупрозрачному

фотокатоду. Квантовый выход мультищелочных фотокатодов очень высок и может достигать в максимуме чувствительности 40%. Общая чувствительность также имеет рекордные значения — до 200 мка/лм и даже выше.

Для мультищелочного фотокатода также наблюдается зависимость спектральной чувствительности от температуры. Она приведена прерывистой кривой на рис. 112. Коротковолновая чувствительность при охлаждении несколько возрастает, тогда как длинноволновая ( $\lambda > 700$  мкм) падает чрезвычайно резко.

Несмотря на то, что мультищелочной фотокатод имеет более высокую чувствительность к длинноволновой части спектра по сравнению с сурьмяно-цезиевым, термоэлектронная эмиссия его существенно меньше, чем у последнего, и составляет при комнатной температуре около  $10^{-16}$  а/см<sup>2</sup>. На рис. 114 дана температурная зависимость термоэлектронной эмиссии для фотокатодов обоих типов. Сплошная кривая относится к сурьмяно-цезиевому, а прерывистая — к мультищелочному фотокатоду. Даже при сравнительно небольшом охлаждении термоэлектронная эмиссия мультищелочного фотокатода становится пренебрежимо малой.

Эффект утомления присутствует и у мультищелочных фотокатодов, причем у них резко понижается длинноволновая чувствительность. Утомление связано с возрастанием фотоэлектронной работы выхода. Иногда оно сопровождается понижением работы выхода термоэлектронов и, следовательно, возрастанием термоэмиссии.

Три рассмотренных типа фотокатодов: сурьмяно-цезиевые, трехкомпонентные мультищелочные и серебряно-кислородно-цезиевые, перекрывающие вместе диапазон от 200 до 1200 мкм, являются основными, используемыми в настоящее время в наземной астрономии. Это не исключает, конечно, появления в астрономической практике и других типов эффективных фотокатодов. Укажем здесь на два типа мультищелочных фотокатодов, которые представляют несомненный интерес. Первый — это простейший двухкомпонентный мультищелочной фотокатод с полупроводником Na<sub>2</sub>K, совсем не содержащий цезия. Этот фотокатод весьма близок по своим параметрам к сурьмяно-цезиевому, но его темновой ток по крайней мере на порядок ниже ( $\leq 10^{-17}$  а/см<sup>2</sup>). Второй — это многокомпонентный мультищелочной фотокатод, включающий не только сурьму, калий, натрий, цезий, но и теллур. Хотя длинноволновая чувствительность этого фотокатода меньше, чем у трехкомпонентного, но в области максимума чувствительности (около 430 мкм) он обладает более высоким квантовым выходом.

В связи с интенсивным развитием исследований по внеатмосферной астрономии и созданием орбитальных обсерваторий, на которых ведутся исследования по звездной фотометрии в далекой ультрафиолетовой области спектра, появилась необходимость создания фотоэлектронной аппаратуры для области спектра с  $\lambda < 300$  мкм. На рис. 115 приведена в качестве примера спектральная чувствительность одного из фотокатодов, применяемых для изучения коротковолнового излучения в области 200–300 мкм — теллуристо-цезиевого фотокатода, на основе которого создан фотумножитель ФЭУ-57.

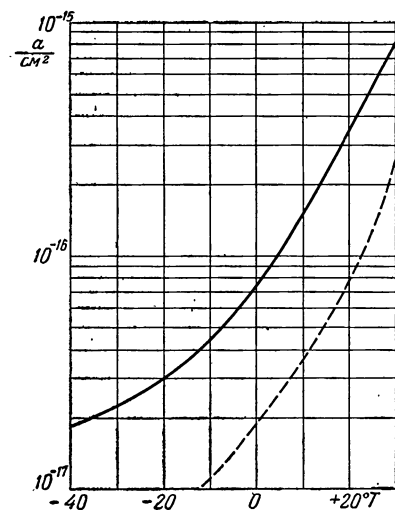


Рис. 114.

Существенным недостатком всех фотокатодов является большая или меньшая неоднородность распределения чувствительности по их поверхности, колебания которой в лучшем случае составляют около 10%, а в некоторых случаях могут достигать 50% и даже больше. Из этого вытекает основное требование при точных электрофотометрических работах — необходимость освещения всегда одной и той же части фотокатода. Чрезвычайно важное значение для всех приборов фотоэлектронного изображения имеет возможно большая равномерность поверхностной чувствительности и однородность спектральной чувствительности фотокатода. Здесь требования становятся особо жесткими: неравномерность не должна превышать немногих процентов. В последнее время в этом направлении достигнут некоторый прогресс.

В табл. VII приведены средние данные, относящиеся к некоторым фотокатодам, применяемым в наземной астрономии. Здесь  $\lambda_m$  — положение максимума спектральной чувствительности,  $\kappa(\lambda_m)$  — квантовый выход для этого максимума,  $\lambda_0$  — длинноволновая граница спектральной чувствительности,  $S_0$  — общая чувствительность и  $i_t$  термоэлектронная эмиссия при комнатной температуре (+20° С). Приведенные данные носят сугубо ориентировочный характер. Они могут очень существенно отличаться для однотипных фотокатодов от одного экземпляра к другому, а также в зависимости от принятой технологии изготовления для данного типа. Поэтому в табл. VII не приводятся раздельно несколько различающиеся данные для массивных и полупрозрачных фотокатодов, так как во многих случаях эти различия оказываются меньше, чем случайный разброс для отдельных экземпляров данного типа. В заключение в табл. VIII приводим часто применяемые в литературе сокращенные обозначения некоторых фотокатодов. Отечественные обозначения сопровождаются индексом С, а зарубежные — индексом S. В первом столбце буква «с» означает, что фотокатод заключен в стеклянный баллон или нанесен на стеклянную пластинку, а «к» — что фотокатод заключен в баллон, прозрачный для ультрафиолетовых лучей (в большинстве случаев кварц), или нанесен на такую же пластинку.

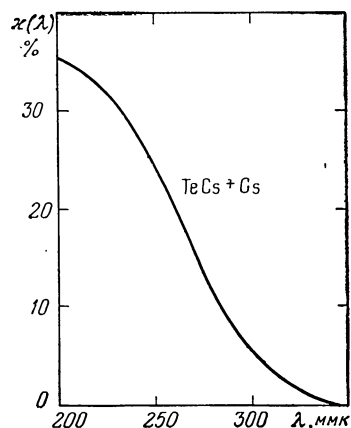


Рис. 115.

**§ 33. Вторично-электронная эмиссия и фотоумножители.** В настоящее время не только в астрофотометрии, но и при лабораторных фотометрических измерениях обычно используются фотоумножители. Вакуумные фотоэлементы находят применение лишь в тех лабораторных исследованиях, когда надо вести измерения достаточно больших световых потоков. Газополные фотоэлементы, которые до сороковых годов монополюжно использо-

ТАБЛИЦА VII

| Тип фотокатода                    | $\lambda_m$ ,<br>ммк | $\kappa(\lambda_m)$ ,<br>% | $\lambda_0$ ,<br>ммк | $S_0$ ,<br>мкА/лм | $i_t$ , а               |
|-----------------------------------|----------------------|----------------------------|----------------------|-------------------|-------------------------|
| Серебряно-кислородно-цезиевый     | 850                  | 1                          | 1200                 | 50                | $10^{-10}$ — $10^{-15}$ |
| Сурьмяно-цезиевый                 | 430                  | 25                         | 650                  | 100               | $10^{-15}$ — $10^{-16}$ |
| Мультищелочной (трехкомпонентный) | 430                  | 35                         | 850                  | 200               | $10^{-16}$              |
| Мультищелочной (двухкомпонентный) | 370                  | 25                         | 670                  | 50                | $10^{-17}$              |

ТАБЛИЦА VIII

| Тип фотокатода                              | Обозначения    |            |
|---------------------------------------------|----------------|------------|
|                                             | отечественные  | зарубежные |
| Серебряно-кислородно-цезиевый               |                |            |
| массивный с                                 | C-1            | —          |
| полупрозрачный с                            | —              | S-1        |
| Сурьмяно-цезиевый                           |                |            |
| массивный с                                 | C-2            | S-4        |
| » к                                         | C-3            | S-5        |
| полупрозрачный с                            | C-4            | S-9        |
| » к                                         | —              | SQ         |
| Сурьмяно-цезиевый, очувствленный кислородом |                |            |
| массивный с                                 | C-6            | S-17 *)    |
| » к                                         | C-12 : C-9 **) | —          |
| полупрозрачный с                            | C-6            | S-11       |
| » к                                         | C-15           | S-13       |
| Мультищелочный (трехкомпонентный)           |                |            |
| массивный с                                 | C-8            | —          |
| » к                                         | C-13           | —          |
| полупрозрачный с                            | C-11           | S-20       |
| » с                                         | —              | S-25 ***)  |

\*) С отражением от алюминиевой подложки.

\*\*) C-12 относится к увиолевому окну, а C-9 — к кварцевому.

\*\*\*) S-25 является вариантом мультищелочного фотокатода. Он имеет большую чувствительность в длинноволновой части спектра (до 900 мкм), но более крутой спад в ультрафиолетовой области.

вались в звездной электрофотометрии, полностью вышли из употребления. В фотоумножителях вырванные из фотокатода электроны разгоняются электростатическим полем и направляются на электрод, обладающий большой вторично-электронной эмиссией, так называемый *динод*, из которого один упавший фотоэлектрон вырывает несколько вторичных. После усиления (на одном или нескольких динодах) образовавшийся электронный поток достигает анода и может быть измерен тем или иным методом. Фотоумножители были впервые осуществлены Л. А. Кубецким в СССР в 1934 г. В дальнейшем и в СССР и за рубежом они были доведены до высокого совершенства, и в настоящее время мы располагаем широкой гаммой фотоумножителей различных конструкций, с различными параметрами и, в частности, первоклассными отечественными фотоумножителями, предназначенными для измерения предельно малых световых потоков. Усиление фототока в них, в зависимости от их конструкции и применяемого режима эксплуатации, может иметь значения от немногих единиц до сотен миллионов. При этом вторично-электронное усиление почти не вносит дополнительных помех.

Принципиальная схема однокаскадного фотоумножителя представлена на рис. 116. Фотоэлектроны, вырванные светом из фотокатода  $K$ , пролетают сквозь анод  $A$ , являющийся редкой сеткой, и выбивают из динода  $D$  вторичные электроны, которые собираются на аноде; анодный ток измеряется гальванометром  $G$ . Коэффициент усиления такого фотоумножителя составляет около 6—8 раз. Схема многокаскадного фотоумножителя приведена на рис. 117. Здесь  $K$  — полупрозрачный фотокатод;  $D_1—D_n$  — диноды и  $A$  — анод,  $V$  — приложенное к фотоумножителю напряжение, которое распределяется между электродами посредством делителя напряжения, состоящего из резисторов,  $R_1—R_{n+1}$ . Анодный ток фотоумножителя измеряется гальванометром  $G$  или подводится к какому-либо другому измерительному устройству (усилителю постоянного тока, интегратору или счет-

чику импульсов). В современных фотоумножителях необходимый разгон электронов и их фокусировка на динодах осуществляются электростатически. Усиление фототока в многокаскадном фотоумножителе является лавинopodobным процессом. Отношение среднего числа вторичных электронов

к числу первичных носит название *коэффициента вторично-электронной эмиссии*. Если примем его для всех динодов одинаковым и равным  $\gamma$ , число динодов (а сле-

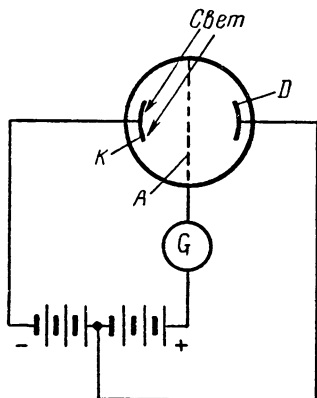


Рис. 116.

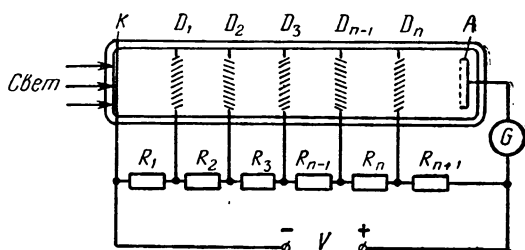


Рис. 117.

довательно, и каскадов усиления) равным  $m$  (оно может достигать 20), то анодный ток фотоумножителя будет равен

$$I = i\gamma^m,$$

где  $i$  есть ток с фотокатода.

Вторично-электронная эмиссия наблюдается на металлах, полупроводниках и диэлектриках. Полное число вторичных электронов складывается из первичных электронов, отраженных от вторично-электронного эмиттера (динода) и собственно вторичных электронов. Последние образуются за счет ионизации на пути первичных электронов в толще эмиттера. Некоторую долю в образовании вторичных электронов вносят и неупруго рассеянные, т. е. потерявшие часть энергии, первичные электроны.

Значение коэффициента вторично-электронной эмиссии  $\gamma$  зависит от энергии первичных электронов  $E_p$  и свойств эмиттера. На рис. 118 приведены кривые, показывающие зависимость  $\gamma$  от  $E_p$  для некоторых эмиттеров. Подъем кривой  $\gamma$  объясняется увеличением длины пробега первичных электронов с возрастанием их энергии. Достигнув некоторого максимального значения, кривая начинает убывать, так как основная масса вторичных электронов образуется уже на такой глубине в эмиттере, что выход их становится затруднительным. Они теряют свою энергию в результате взаимодействий с решеткой материала эмиттера и со свободными электронами.

Величина коэффициента вторично-электронной эмиссии возрастает при увеличении угла падения первичных электронов, поскольку при наклонном падении пробег первичного электрона в эмиттере происходит на меньшей глубине под его поверхность. Значение  $\gamma$  возрастает до 150% при угле падения в  $60^\circ$ .

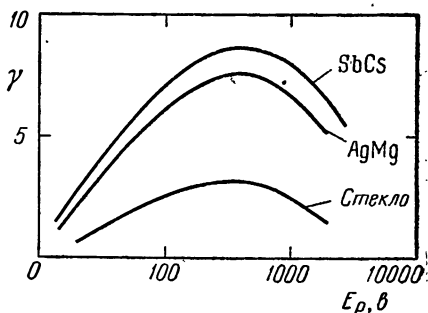


Рис. 118.

Вторично-электронная эмиссия наблюдается и на диэлектриках. Здесь, ввиду затруднений в пополнении эмитированных электронов, на поверхности эмиттера образуется некоторый потенциальный рельеф, степень стабильности которого зависит от качества изоляции диэлектрика. Эффект вторично-электронной эмиссии с диэлектриков применяется в приемных телевизионных трубках — суперортиконах. Он является также источником серьезных помех в фотоэлектронных приборах, где под воздействием рассеянных электронов, обладающих достаточной энергией, могут возникнуть положительные заряды на стеклянных частях прибора. Это приводит к меняющимся со временем электростатическим полям, а следовательно, и к нестабильности работы прибора. Коэффициент вторично-электронной эмиссии для диэлектриков может быть весьма значительным, как это видно из рис. 118, где приведена также зависимость  $\gamma$  от  $E_p$  и для стекла. Вторично-электронная эмиссия может наблюдаться на тонких пленках и на прострел — со стороны, противоположной стороне падения первичных электронов. Такой эффект наблюдается, например, на пленке KCl толщиной порядка 5 мкм, нанесенной на тонкую подложку из алюминия. Последняя должна иметь необходимую прочность, но в то же время быть прозрачной для достаточно быстрых электронов. При энергии электронов 4,5 кэ коэффициент вторично-электронной эмиссии для такой пленки  $\gamma \approx 5$ .

В фотоумножителях применяются два основных типа эмиттеров вторичных электронов. Первый тип — это полупроводниковые слои на металлической подложке, аналогичные по структуре фотокатодам. Весьма широкое применение находят полупроводниковые сурьмяно-цезиевые эмиттеры. Они наиболее эффективны для напряжений, не превышающих 100 в, отличаются хорошей стабильностью, но не допускают большой плотности тока, которая не должна превышать 1 мка/см<sup>2</sup>. Второй тип — сплавные эмиттеры, которые представляют собой сплав металлов с полупроводниковым слоем на его поверхности. В сплавных эмиттерах весьма распространен сплав алюминия и магния, причем содержание последнего составляет лишь около 2%. На поверхности этого сплава образуется пленка окиси магния. Примеры других сплавов представляют сплавы серебра и магния с пленкой из оксидированного магния и сплав никеля с бериллием, в котором бериллий составляет очень небольшую добавку; здесь поверхностная полупроводниковая пленка состоит из окиси бериллия. Замечательным свойством сплавных эмиттеров является большая термоустойчивость. Они допускают гораздо большие нагрузки по сравнению с сурьмяно-цезиевыми. Кроме того, сплавные диоды не меняют своих свойств на воздухе, что дает возможность изготовлять их заранее вне колбы фотоумножителя. Небольшое воздействие на них паров цезия, практически неизбежное в процессе изготовления фотокатода, не только не понижает коэффициента вторично-электронной эмиссии, но и увеличивает его примерно на 30—40%. Зависимость вторично-электронной эмиссии от температуры весьма незначительна, особенно для сплавных эмиттеров, и ее можно на практике не принимать во внимание.

Для оценки эффективности метода вторично-электронного усиления необходимо определить, насколько возрастает относительная флуктуация усиленного фототока. На каждом диноде результирующие флуктуации попадающего его потока электронов складываются из усиленных в  $\gamma$  раз флуктуаций потока первичных электронов и статистических флуктуаций (дробового эффекта) потока вырванных вторичных электронов. На основании формулы (1.38) среднеквадратичная флуктуация числа  $n_\phi$  электронов, эмитированных с фотокатода, будет  $\sigma_\phi = \sqrt{n_\phi}$ , а после усиления на первом диноде  $\sigma_{\phi 1} = \gamma \sqrt{n_\phi}$ . Число электронов, эмитированных с динода,  $n_1 = \gamma n_\phi$ , а их флуктуация  $\sigma_1 = \sqrt{\gamma n_\phi}$ . Результирующая флуктуация потока электро-



нов, эмитированных с первого динода определится соотношением:

$$\sigma_{p1}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_{\phi 1}^2 = n_{\phi} \gamma (1 + \gamma). \quad (1.51)$$

Отсюда видно, что для однокаскадного фотоумножителя относительная флуктуация усиленного фототока будет согласно (1.39) и (1.42)

$$\delta_1 = \frac{\sigma_{p1}}{n_1} = \frac{\sqrt{n_{\phi}}}{n_{\phi}} \sqrt{1 + \frac{1}{\gamma}} = \delta_{\phi} \sqrt{1 + \frac{1}{\gamma}}. \quad (1.52)$$

Она в  $\sqrt{1 + \frac{1}{\gamma}}$  раз превышает относительную флуктуацию  $\delta_{\phi} = \frac{\sqrt{n_{\phi}}}{n_{\phi}}$  исходного фототока.

Применяя аналогичное рассуждение для усиления фототока на двух динодах и принимая, что для всех динодов  $\gamma$  одинаково, а также учитывая, что флуктуация  $\sigma_{p1}$  потока электронов, падающих на второй динод, определяемая выражением (1.51), возрастает после усиления на втором диноде в  $\gamma$  раз, получаем выражение

$$\sigma_{p2}^2 = (\gamma \sigma_{p1})^2 + (\gamma \sigma_{\phi})^2 = n_{\phi} \gamma^2 (1 + \gamma + \gamma^2).$$

Для  $m$  каскадов усиления:

$$\sigma_{pm}^2 = n_{\phi} \gamma^m (1 + \gamma + \gamma^2 + \dots + \gamma^m) = n_{\phi} \gamma^m \frac{\gamma^{m+1} - 1}{\gamma - 1}. \quad (1.53)$$

Поскольку  $\gamma^{m+1} \gg 1$  для больших  $m$ , то

$$\sigma_{pm} \approx n_{\phi} \gamma^{2m} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \quad (1.54)$$

и

$$\delta_m = \frac{\sigma_{pm}}{n_m} \approx \frac{\sqrt{n_{\phi}}}{n_{\phi}} \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = \delta_{\phi} \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (1.55)$$

Следовательно, для многокаскадного вторично-электронного усиления относительная флуктуация усиленного тока практически не зависит от числа каскадов. Она тем ближе к  $\delta_{\phi}$ , чем больше  $\gamma$ . При  $\gamma=2$   $\delta$  возрастает на 40%, а при  $\gamma=10$  — всего на 11%. Отсюда ясно, что фотоумножитель является весьма совершенным прибором, в котором при достаточном усилении относительные статистические флуктуации возрастают крайне незначительно и практически не зависят от значения общего усиления.

В реальных фотоумножителях имеются дополнительные источники помех, которые, однако, могут быть сведены к величинам, лишь незначительно превышающим рассмотренные выше естественные статистические помехи.

Как уже было сказано, всякий фотоумножитель состоит из камеры фотокатода, динодной усилительной системы и системы сбора усиленного потока электронов — анодного устройства (рис. 117). *Катодная камера* — весьма ответственный элемент фотоумножителя. Она содержит фотокатод, который может быть как массивным (рис. 119, б и в), так и полупрозрачным (рис. 119, а и в), а в некоторых случаях и дополнительный электрод, фокусирующий фотоэлектроны на первый динод. Катодная камера фотоумножителя должна обеспечить сбор эмитированных электронов на первом диноде и исключить их рассеяние на стенки баллона, которое может вызвать возникновение паразитных, искажающих работу прибора, непостоянных электростатических полей. Ускоряющее напряжение между фотокатодом и первым

динодом должно обеспечить насыщение фототока. При измерении слабейших световых потоков и использовании для измерений лишь небольших площадей катода (диаметром в 1 см и меньше), как мы имеем это в астрономической аппаратуре, весьма важно исключить попадание на первый динод термоэлектронов, идущих с частей фотокатода, лежащих вне используемой его части. Заметим, что изготовление высококачественных фотокатодов небольшого размера встречается со значительными техническими трудностями. Поэтому для ограничения эффективной площади фотокатодов в катодную камеру иногда может вводиться уже

упоминавшийся дополнительный фокусирующий электрод, который обеспечивает попадание на первый динод только электронов, эмитированных с нужной части фотокатода, и перехватывающий все остальные.

Динодная усилительная система должна обеспечить возможно более полный сбор всех электронов, вылетевших с предыдущего динода, исключить их попадание на изолированные конструкции фотоумножителя и непосредственный пролет электронов на следующий динод без вторично-электронного усиления. Если фотоумножитель предназначен для измерения импульсов, обусловленных отдельными фотоэлектронами, то очень важно, чтобы вся образуемая фотоэлектроном лавина вторичных электронов достигала анода с минимальной дисперсией во времени. В противном случае отдельные лавины, вызванные двумя соседними по времени электронами, сольются в единый импульс и правильность счета фотоэлектронов будет нарушена. Другими словами, перестает соблюдаться линейность соотношения между числом измеренных импульсов и упавшим на фотокатод фотонным потоком. Фотоумножители, у которых приняты меры для возможного сужения по времени лавины вторичных электронов, называются *временными*

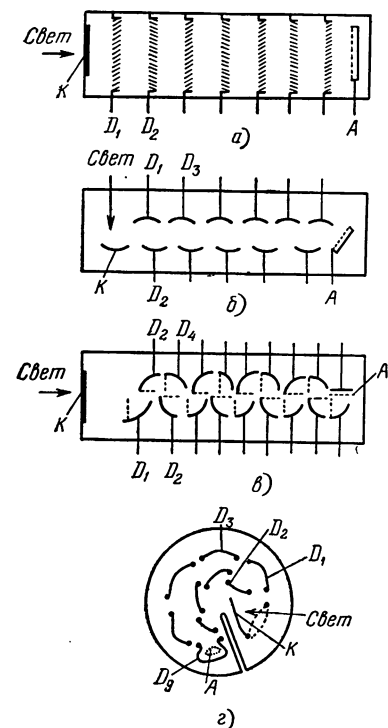


Рис. 119.

фотоумножителями. Они широко применяются в ядерной физике. Дисперсия во времени для одной лавины может быть сведена к немногим наносекундам.

Основные типы динодных систем, применяемых в современных фотоумножителях, представлены на рис. 119. Это жалюзийный (а), коробчатый (б), корытообразный, или ковшеобразный, (в) и его круговой вариант (г).

*Жалюзийный* тип не обеспечивает достаточно хорошую фокусировку электронов с динода на динод, но благодаря значительной ширине динодной системы, а также благодаря введению в некоторых типах фотоумножителей дополнительной фокусирующей сетки, выход вторичных электронов за пределы динодной системы и попадание их на конструктивные элементы практически исключены. Распределение электронов по большим поверхностям допускает также большие токи в этих динодных системах. Вместе с тем несовершенная фокусировка приводит к недостаточно хорошим временным характеристикам: лавина вторичных электронов, вызванная одним фотоэлектроном, растягивается во времени. *Коробчатый* тип динодных систем также не обеспечивает хорошей фокусировки вторичных электронов. Но при-

менение боковых стенок у динодов прекрасно защищает конструкции фотоумножителя от попадания на них вторичных электронов, а дополнительные сетки снижают влияние предыдущих динодов. Наиболее совершенным в отношении фокусировки является *корытообразный* тип динодных систем. В нем осуществляется наилучшее приближение к тому идеальному случаю, когда время прохождения электронов через динодную систему практически одинаково независимо от их траектории. Поэтому корытообразные динодные системы обладают наилучшими временными характеристиками; они лучше других и для применения метода счета фотонов. Но фотоумножители с корытообразными динодами гораздо более чувствительны к внешним магнитным полям (поле Земли, магнитное влияние штатива телескопа и других деталей под куполом да и самого купола). Очень интересен *круговой* вариант корытообразной системы, который позволяет создать исключительно компактные фотоумножители. Правда, при этом катодный и анодный входы достаточно близко между собой, и необходима особо тщательная их изоляция (в основном анода).

В астрофизике наиболее широкое применение нашли следующие типы фотоумножителей:

1. Отечественные фотоумножители ФЭУ-64 и ФЭУ-79 (рис. 120) разработанные Б.М. Гуховским. Это торцовые фотоумножители с полупрозрачными фотокатодами. У них эффективный размер последних уменьшен вве-

дением в камеру фотокатода специальной электронно-оптической фокусирующей системы. В результате эффективный диаметр фотокатода составляет всего 6 мм при его фактическом размере около 50 мм. Динодная система корытообразная, состоящая из 11 динодов. Фотокатод у ФЭУ-64 сурьмяно-цезиевый, а у ФЭУ-79 мультищелочной трехкомпонентный. Отметим еще фотоумножитель ФЭУ-83 с серебряно-кислородно-цезиевым фотокатодом диаметром в 25 мм. Динодная система жалюзийная, состоящая из 11 динодов. При измерениях слабых световых потоков требуется достаточно глубокое охлаждение фотокатода (до  $-50$ — $-70^\circ$ ).

2. Английские торцовые фотоумножители фирмы ЕМІ с динодной системой — жалюзийного типа. Из большого ассортимента фотоумножителей, выпускаемых этой фирмой, отметим ЕМІ 9052 и ЕМІ 6094 (рис. 120). Это соответственно 13- и 11-каскадные фотоумножители с сурьмяно-цезиевым фотокатодом, очувствленным кислородом (S-11). Фотокатод наносится на обычное стекло толщиной около 2 мм. Фотоумножитель, аналогичный ЕМІ 9052, но с фотокатодом на кварце (S-13) имеет обозначение ЕМІ 6256. Если фотокатод не очувствлен кислородом и приняты технологические меры для возможного понижения темнового тока, то к обозначению фотоумножителя добавляется индекс S; например, ЕМІ 6256 S. Все эти фотоумножители имеют фотокатоды диаметром 10 мм. Фотоумножители ЕМІ с мультищелочным трехкомпонентным фотокатодом обозначаются ЕМІ 9558. Они 11-каскадные, с диаметром действующего фотокатода 44 мм. Для обозначения варианта с кварцевым окном добавляется индекс Q, например, ЕМІ 9558 QV. Фирма дополнительно маркирует свои фотоумножители после соответствующего отбора. Буква С означает обычные серийные фотоумно-

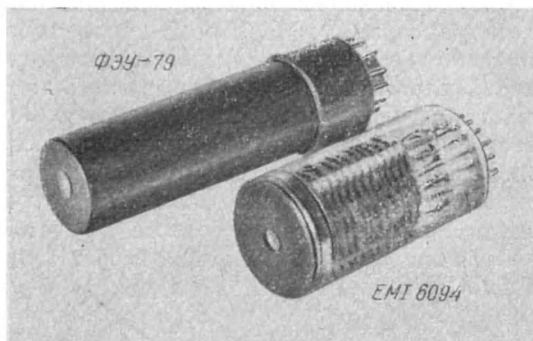


Рис. 120.

жители, В — отобранные по наилучшей чувствительности и минимальному уровню помех и А — отобранные по тому или иному специальному критерию. Астрономы обычно используют фотоумножители марок В и А.

3. Изготавливаемый в США фирмой RCA фотоумножитель RCA 1-P-21 (см. рис. 119, з) имеет массивный сурьмяно-цезиевый фотокатод на никелевой пластинке (S-4) и корытообразную круговую систему динодов. Поэтому он исключительно компактен, но небольшое число динодов (9) ограничивает величину усиления. Та же фирма выпускает и серебряно-кислородно-цезиевый фотоумножитель RCA-7102.

4. Во Франции Лаллеманом разработаны высококачественные фотоумножители специально для астрономических применений. Среди них 19-каскадный фотоумножитель с массивным сурьмяно-цезиевым фотокатодом (S-4). Для уменьшения темнового тока он имеет специальные тщательно изолированные вводы всех проводников. Отметим также фотоумножитель с полупрозрачным серебряно-кислородно-цезиевым фотокатодом (S-1), в котором осуществлено электронно-оптическое ограничение эффективного размера фотокатода. Оба фотоумножителя имеют динодную систему жалюзийного типа с фокусирующими сетками. Фотоумножители Лаллемана обладают настолько большими коэффициентами усиления, что естественные шумы электронной эмиссии их фотокатода могут быть обнаружены при помощи высокочувствительного гальванометра. Эти фотоумножители не допускают, однако, анодных токов больше  $10^{-8}$  а.

Сводка данных для некоторых серийных фотоумножителей приведена в табл. IX.

ТАБЛИЦА IX

| Фотоумножитель                                    | ФЭУ-64<br>(отобранные) | ФЭУ-79<br>(отобранные) | EMI<br>9502B       | EMI<br>6256B      | EMI<br>9558       | RCA<br>1-P-21     |
|---------------------------------------------------|------------------------|------------------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Тип фотокатода                                    | C-6                    | C-8                    | S-11               | S-13              | S-20              | S-4               |
| Эффективный диаметр или<br>размеры фотокатода, мм | 6                      | 6                      | 10                 | 10                | 44                | 510               |
| Общая чувствительность<br>фотокатода, мка/лм      | 60                     | 200                    | 50                 | 70                | 150               | 20                |
| Тип динодной системы *)                           | крт                    | крт                    | жал                | жал               | жал               | крт<br>круговая   |
| Число динодов                                     | 11                     | 11                     | 13                 | 13                | 11                | 9                 |
| Рабочее напряжение                                | 1100                   | 2200                   | 1750               | 1600              | 1650              | 950               |
| Коэффициент усиления                              | $2 \cdot 10^7$         | $5 \cdot 10^6$         | $4 \cdot 10^7$     | $3 \cdot 10^7$    | $3 \cdot 10^6$    | $2 \cdot 10^6$    |
| Общая чувствительность,<br>а/лм                   | 1000                   | 1000                   | 2000               | 2000              | 500               | 40                |
| Темновой ток на выходе, а                         | $1 \cdot 10^{-8}$      | $1 \cdot 10^{-8}$      | $5 \cdot 10^{-10}$ | $3 \cdot 10^{-9}$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | $2 \cdot 10^{-8}$ |

\*) В таблице приняты следующие обозначения для динодных систем: крт — корытообразная и жал — жалюзийная.

Весьма интересны, особенно для космических исследований, так называемые *каналовые* (или *канальные*) *фотоумножители*. В них между фотокатодом и анодом помещается каналовая электронно-умножительная система. Такая система представляет собой трубку, изготовленную целиком из полупроводникового материала, обладающего высокой вторично-электронной эмиссией, либо из изоляционного материала (например, стекла), внутренний канал которой покрыт полупроводниковым слоем с большой вторично-электронной эмиссией. Сопротивление такой трубки составляет от  $10^8$  до  $10^{14}$  ом. К концам электронно-умножительной трубки подводится напряжение в 1—3 кВ. В результате любой попавший в трубку электрон ускоряется,

а ударяясь о стенки канала он вырывает вторичные электроны, которые в свою очередь испытывают вторично-электронное умножение (рис. 121). Таким образом, каждый вошедший в трубку электрон приводит к появлению на выходе трубки электронной лавины, содержащей до  $10^5$  и даже до  $10^8$  электронов (в зависимости от приложенного напряжения). Оптимальное отношение длины трубки к диаметру канала 50—60. Диаметры каналов могут быть самыми различными, от нескольких миллиметров и до десятков микрон. Каналовые фотоумножители имеют малые габариты и обладают большой прочностью и виброустойчивостью. Их недостаток — малые размеры фотокатода. Но в случае необходимости этот недостаток может быть устранен заменой одной умножительной трубки жгутом, состоящим из тончайших электронно-умножительных трубок — так называемой *мультидиной системой*. Такой жгут напоминает жгут волоконной оптики (см. ниже), только

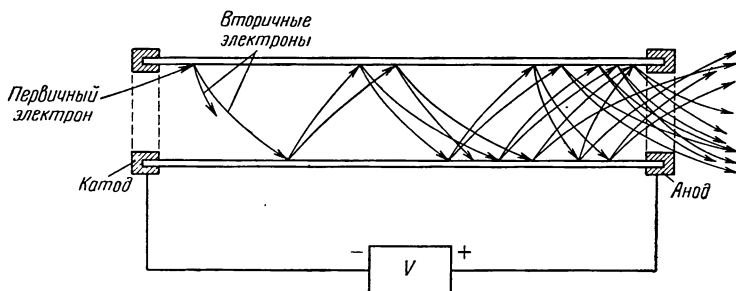


Рис. 121.

в случае волоконной оптики через каналы жгута проходят потоки фотонов, а в каналах мультидиной системы — лавинообразно нарастающие потоки электронов. Следует отметить, что в каналом фотоумножителе с мультидиной системой имеет место потеря света (до 40%) из-за экранировки фотокатода стенками трубок. Исходя из указанного выше оптимального соотношения между длиной и диаметром канала каждой трубки, следует, что при диаметре последнего 40 мк длина жгута составит всего около 2—2,5 мм. Поэтому каналовой фотоумножитель с мультидиной системой (или мультиканальный фотоумножитель) будет иметь вид плоской шайбы, диаметр которой определяется размером фотокатода (обычно ~20—30 мм).

Выше мы рассмотрели источники помех, присущих фотокатодам: естественные статистические флуктуации фототока, термоэлектронная эмиссия, зависимость общей и спектральной чувствительности от температуры и эффект усталости при больших световых потоках. Но, помимо перечисленных помех, в фотоумножителях могут возникать и дополнительные: это непостоянные утечки между электродами; искажающие, и тоже непостоянные, поля, образующиеся при попадании электронов на изоляторы внутри фотоумножителя; ионизация остатков газа; люминесценция стенок баллона, вызываемая потоками электронов, и холодная эмиссия с неровностей внутренних структур. Возможны также отклонения от линейности соотношения между анодным током и световым потоком при больших величинах последнего, когда начинает сказываться влияние пространственных зарядов на последних каскадах усиления. Несовершенная откачка фотоумножителя или выделение остаточных газов в процессе эксплуатации могут привести к постепенному отравлению фотокатода — его старению. Отсюда видно, сколь тщательно должна быть отработана конструкция и технология изготовления фотоумножителя, чтобы все эти помехи были сведены к возможному минимуму и общий их уровень приближался к уровню, определяе-

мому естественными статистическими флуктуациями электронной эмиссии. Тем не менее в лучших отобранных экземплярах фотоумножителей это оказывается осуществимым.

Из внешних причин, влияющих на работу фотоумножителя, помимо магнитных полей, следует отметить также и космическую радиацию. Частицы высоких энергий вызывают в материале окна фотоумножителя вспышки черенковского излучения, обуславливающие выброс с фотокатода пачек по несколько десятков фотоэлектронов. При измерении слабейших световых потоков это отнюдь не пренебрежимо малая величина. Частота таких выбросов составляет около одного-двух в минуту на  $1 \text{ см}^2$  фотокатода на уровне моря и весьма значительно возрастает с высотой места наблюдения.

Для достижения оптимальных результатов необходимо соблюдать определенные правила эксплуатации фотоумножителей. Нужно убедиться в линейности характеристики фотоумножителя; не допускать его засветки ярким светом даже при отсутствии ускоряющего напряжения; при измерениях освещать одну и ту же часть фотокатода; поддерживать постоянство температуры фотоумножителя. Для обеспечения стабильной работы фотоумножителя его необходимо питать высокостабильным напряжением. Это следует из приведенных на рис. 122 анодных характеристик некоторых фотоумножителей. Необходимое постоянство анодного тока достигается использованием выпускаемых промышленностью высоковольтных стабилизированных источников питания, например, типа ВС-22, в котором стабилизированное с точ-

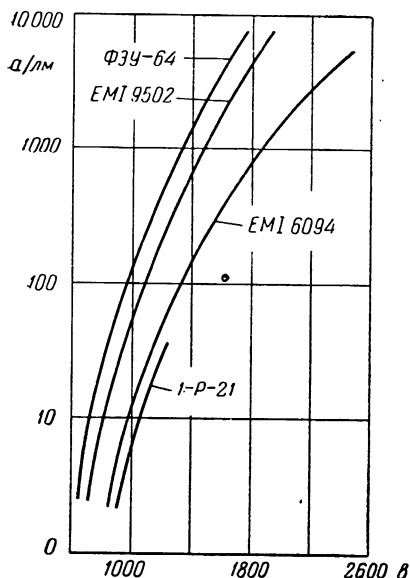


Рис. 122.

ностью до 0,01% напряжение можно регулировать в пределах от 600 до 4000 в. Как уже отмечалось, подача напряжения на фотоумножитель осуществляется посредством делителя напряжения. Во избежание появления отклонений от линейности ток через делитель должен превышать по крайней мере на порядок ток последнего каскада фотоумножителя.

Перед работой фотоумножитель ставится под напряжение не менее чем на полтора—два часа до ее начала. Еще лучше держать его под рабочим напряжением непрерывно. Очень желательно дать заранее на фотоумножитель и освещение, близкое к тому, с которым придется работать. В результате этого электростатические поля внутри фотоумножителя стабилизируются. Во время работы не следует менять напряжение на фотоумножителе; изменение приложенного напряжения может не только нарушить стабильность работы, но и, как показал Рюфенер, привести в некоторых случаях к обратимым изменениям спектральной чувствительности фотоумножителя. Изложенное показывает, что использование фотоумножителя для абсолютных измерений — задача весьма нелегкая. Всегда лучше вести дифференциальные измерения, привязывая небесные объекты к небесным же объектам либо к лабораторным стандартам.

**§ 34. Приборы фотоэлектронного изображения.** Основным преимуществом приборов фотоэлектронного изображения перед обычной фотографией является более эффективное использование светового потока, особенно в инфракрасной области спектра, позволяющее очень сильно сокращать выдержки,

а в некоторых случаях получать и большую проникающую способность. Второе преимущество заключается в возможности применения электронно-оптических систем, обеспечивающих получение желательного масштаба электронного изображения. В сочетании со светосильной оптикой обычного типа можно создавать сверхсветосильные комбинированные оптико-электронные системы. При помощи электронно-оптических преобразователей можно вести и визуальные наблюдения, легко и быстро осуществляя отождествление, фокусировку и центрировку подлежащего наблюдению объекта. Но наряду с указанными преимуществами приборы электронного изображения имеют и весьма серьезные недостатки. Здесь изображение строится не световыми лучами, распространение которых свободно от каких-либо непостоянных внешних влияний, а потоком электронов, подверженным воздействию электромагнитных полей. Для обеспечения стабильности получаемого изображения требуется очень тщательная экранировка приборов от всех возможных источников электромагнитных помех и, в частности, от магнитного поля Земли, особенно если прибор устанавливается на подвижных частях телескопа. Весьма серьезным недостатком приборов с фотоэлектронным изображением является также их паразитный фон, наблюдающийся и тогда, когда фотокатод находится в полной темноте. Этот темновой фон, ограничивающий максимально допустимую выдержку, складывается из термоэлектронной эмиссии фотокатода, из многоэлектронной эмиссии, возникающей при бомбардировке фотокатода ионами, срывающимися с отдельных элементов внутренней конструкции прибора (особенно, если на них есть следы цезия, осевшего в процессе изготовления фотокатода), а также из воздействия космического излучения. Если борьба с термоэлектронной эмиссией, как это уже отмечалось, не представляет особой сложности, то устранение других причин — весьма трудная задача, особенно если в приборе применяется напряжение в десятки тысяч вольт, значительно большее, чем в фотоумножителях. Здесь может помочь лишь очень продуманная конструкция и исключительно тщательная технология изготовления. Неприятным свойством приборов фотоэлектронного изображения является также некоторое понижение передаваемого контраста. Как правило, в этих приборах применяются полупрозрачные фотокатоды. Неизбежные отражения части света от поверхностей их стеклянной подложки приводят к возникновению рассеянного света и вторичных изображений, вызывающих понижение контраста. Наконец, еще одно обстоятельство: если фотопластинка может быть изготовлена большого размера, до  $40 \times 30$  см и даже больше, то в настоящее время наибольшие фотокатоды, как правило, не превосходят  $80-100$  мм, а обычно имеют размеры  $20-40$  мм. Но можно надеяться, что размеры фотокатодов в ближайшее время смогут быть существенно увеличены.

В приборах электронного изображения возможно применение электростатических и магнитных фокусирующих систем. Выбор системы фокусировки диктуется теми требованиями, которые предъявляются к данному прибору. Если кривизна фотокатода не является препятствием или если можно ограничиться небольшим полем, а простота и вес фокусирующей системы существенны, то можно использовать более простую электростатическую систему. Если же необходим большой и плоский фотокатод, то следует применить волоконную оптику (см. ниже), либо магнитную фокусировку. Последняя обеспечивает высокое качество электронного изображения и наивысшее разрешение. Она может осуществляться как постоянными магнитами, так и соленоидом, через который пропускается постоянный ток высокой стабильности. Недостатком применения соленоида является нагрев аппаратуры, передающийся и на фотокатод. Это вызывает необходимость охлаждения соленоида (термоэлектрически, проточной водой, сухим льдом, током холодного воздуха). И еще одно неудобство, связанное с применением

магнитной фокусировки: для обеспечения однородности магнитного поля у фотокатода его необходимо достаточно глубоко (на 50—100 мм) утопить в фокусирующую систему, что затрудняет использование обычных светосильных оптических систем (менисковых, Шмидта и т. п.). Поэтому понадобилась разработка специальных камер для светосильных спектрографов, примером чего может служить камера Боуена (см. § 77).

Для испытания пригодности приборов электронного изображения к астрономическим наблюдениям В. Баум разработал специальную миру (рис. 123), которая позволяет

определять разрешающую силу, минимальный контраст при наблюдениях спектральных линий и звездных изображений, астигматизм и т. д. Эта мира, диаметром 20 мм, проектируется на фотокатод испытываемого прибора с уменьшением в пять раз. Освещенность, создаваемая на фотокатоде, может меняться в широчайших пределах, позволяя визуально фокусировать миру при оптимальной яркости, а исследование прибора вести на предельно малых освещенностях. Ссылки на испытания, проведенные при помощи миры Баума, весьма часто встречаются в текущей литературе.

а) Электронная камера, в которой используется так называемый процесс *электронной фотографии* или *электронотрографии*, является по своему принципиальному решению (но отнюдь не практическому

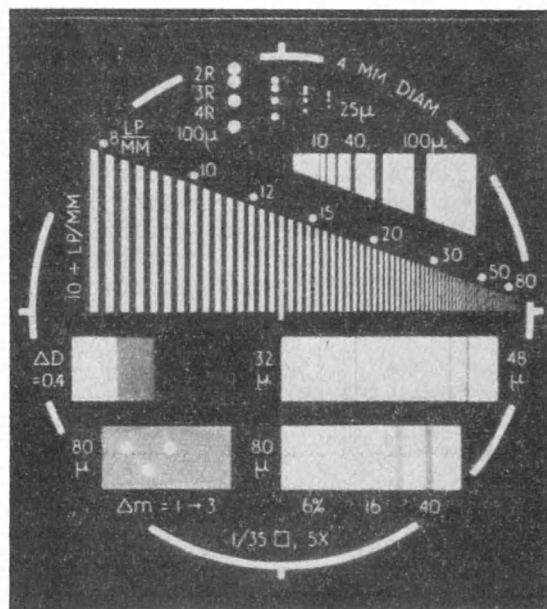


Рис. 123.

осуществлению) наиболее простым и эффективным прибором электронного изображения. В ней в вакуумный баллон помещаются и фотокатод и пластинка с электронографической эмульсией, чувствительной к электронному удару. Эти эмульсии, применяемые в ядерной технике, характеризуются высокой чувствительностью к электронам, обладающим достаточной энергией, исключительной мелкозернистостью и очень малой световой чувствительностью. Посредством электростатической или магнитной фокусирующей системы на пластинке строится электронное изображение, соответствующее световому изображению, спроектированному на фотокатод. Благодаря приложенному ускоряющему напряжению ( $\sim 30$  кВ) фотоэлектроны приобретают настолько большую энергию, что каждый электрон оставляет в пластинке свой, индивидуальный трек длиной в 1—5 мк, разлагая около 10 зерен эмульсии. Вследствие малых размеров треков электронографическая эмульсия обладает исключительно большой информативной емкостью.

Важнейшим свойством электронной камеры является линейность зависимости оптической плотности эмульсии от плотности падающего потока электронов, а ввиду свойства пропорциональности фотоэффекта ее плотность будет пропорциональна также и освещенности фотокатода. Поэтому в характеристической кривой электронной камеры нет области недодержек. Она линейна от нуля и вплоть до очень больших значений плотности. Поэтому электрон-



ная камера пригодна для выявления слабых деталей спектров и структуры протяженных объектов. Это очень важное преимущество электронной камеры. Кроме того, в ней соблюдается закон взаимозаместимости. Но при фотометрических измерениях фокальных изображений звезд, полученных с электронной камерой, для сохранения линейности характеристики необходимо измерять их интегральную оптическую плотность, что требует применения специальных интегрирующих денситометров. В этом случае и для слабейших звезд сохраняется линейность шкалы, что дает возможность применить электронную фотографию к распространению фотоэлектрических шкал звездных величин на предельно слабые звезды (см. главу XXIV). Изображение спектра, полученное в электронной камере и измеренное на обычном микроденситометре, дает сразу спектральное распределение в интенсивностях.

Первая электронная камера была осуществлена А. Лаллеманом во Франции в 1936 г. В дальнейшем он весьма успешно продолжал работу по усовершенствованию камеры со своими сотрудниками, и в первую очередь с М. Дюшеном. Мы опишем последнюю конструкцию электронной камеры Лаллемана с большим фотокатодом (до 8—10 см) и магнитной фокусировкой. В электронных камерах Лаллемана и фотокатод и электронографическая пластинка, регистрирующая фотоэлектроны, помещаются в общий вакуумный баллон. При смене пластинок вакуум неизбежно нарушается и фотокатод гибнет. Поэтому камеры осуществляются как разборные вакуумные приборы. Камера Лаллемана состоит из стеклянного баллона, в котором помещаются (рис. 124):

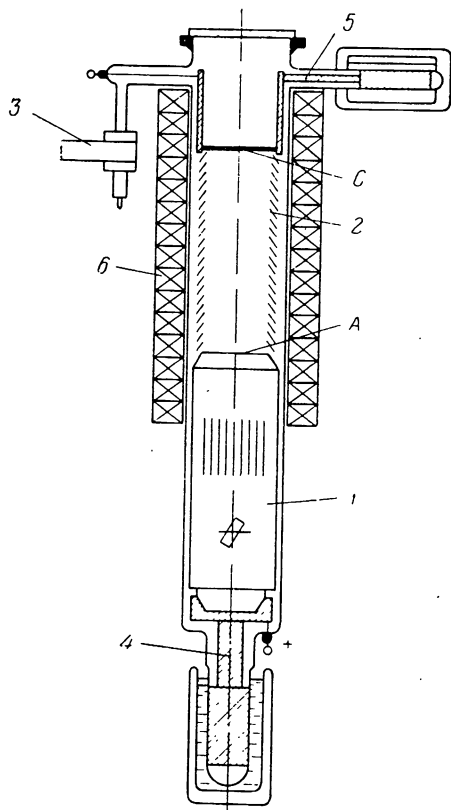


Рис. 124.

кассета 1 с несколькими электронографическими пластинками, система колец 2 из нержавеющей стали, подсоединяемая к делителю напряжения (его вводы + и —) для создания возможно более равномерного ускоряющего напряжения в камере, и фотокатод С, изготавливаемый заранее в отдельной вакуумной стеклянной ампуле. Фотокатод может предварительно исследоваться на спектральную чувствительность, равномерность чувствительности по поверхности и т. д. Вводится он в электронную камеру при помощи специальной вакуумной системы, в которой он освобождается из ампулы. Камера перед установкой фотокатода тщательнейшим образом очищается и откачивается до давления порядка  $10^{-9}$  мм. После установки фотокатода камера герметизируется стеклянной пластинкой, устанавливаемой на оптическом контакте, а вакуумная вспомогательная система отсоединяется от камеры. В дальнейшем необходимый вакуум поддерживается в электронной камере титановым насосом 3. Во избежание выделения газов из электронографических пластинок кассета 1 охлаждается жидким воздухом через хладопровод 4. Аналогичным способом охлаждается и фотокатод через массивный маталлический стержень 5. Фотоэлектроны фокусируются в пло-

скости слоя экспонируемой пластинки *A* соленоидом *б*. Электронографические пластинки могут поочередно вводиться в эту плоскость посредством специального приспособления, управляемого магнитом. При помощи магнита открывается и закрывается также затвор, расположенный перед фокальной плоскостью. От внешних полей электронная камера защищается

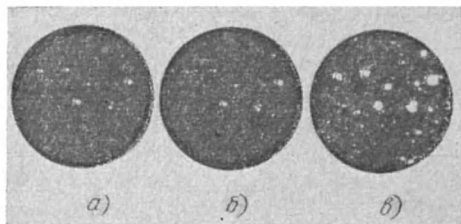


Рис. 125.

специальным экраном. Откаченная и охлажденная камера может сохранять готовность к работе в течение нескольких дней. Ускоряющее напряжение, подаваемое между фотокатодом и электронографической пластинкой, составляет 25—30 кэ и должно поддерживаться постоянным с точностью до  $\pm 50$  в.

Электронное изображение в камере Лаллемана имеет очень высокое качество; aberrации не превышают нескольких микрон. Разрешение электронографического изображения в основном зависит от применяемой эмульсии.

Сравнение экспозиций, необходимых для достижения одинакового почернения (с плотностью около 0,5), и разрешения, получаемого в электронной камере при применении различных электронографических эмульсий, с обычной высокочувствительной фотографической эмульсией Kodak IIaO, приведено в табл. X, которая наглядно показывает преимущества, даваемые электронной камерой.

ТАБЛИЦА X

| Эмульсия                   | Экспозиция | Разрешение,<br>лин/мм |
|----------------------------|------------|-----------------------|
| Фотографическая Kodak IIaO | 1          | 60—70                 |
| Электронографическая L4    | 1/2        | 100                   |
| Электронографическая G5    | 1/10       | 80                    |
| Электронографическая XM    | 1/50       | 60                    |

Главным недостатком электронной камеры Лаллемана является сложность ее эксплуатации, заключающаяся в необходимости полной ее разборки, чистки и замены фотокатода после извлечения из камеры заряженных в кассету пластинок. Это побудило американского астрофизика Дж. Крона создать камеру новой конструкции. Он пошел по пути разделения камеры на два отсека — отсек фотокатода и отсек пластинок, которые на время перезарядки могут быть изолированы друг от друга при помощи вакуумного затвора, чем обеспечивается постоянство вакуума в отсеке фотокатода и исключается необходимость его замены при каждой перезарядке. В результате один и тот же фотокатод может работать в течение многих месяцев. Управление подвижными частями в вакууме осуществляется посредством тефлоновых муфт. Преимущество камеры Крона перед обычной фотографией иллюстрируется рисунком 125, где приведены снимки одного и того же звездного поля, полученные камерой Крона с двумя различными выдержками (15 и 240 секунд — рис. 125, б и в), и обычная фотография на пластинке Kodak 103aO, полученная на том же телескопе с выдержкой 150 сек. (рис. 125, а). Из их сопоставления видно, что камера Крона дает выигрыш в экспозиции около 10 раз. Недостатком камеры Крона, в которой исполь-

зуется электростатическая фокусировка, является небольшой размер фотокатода — всего 25 мм.

Камера Крона, несомненно, представляет существенный шаг вперед в упрощении техники электронной фотографии. Но еще большим достижением было создание электронной камеры неразборного типа, в которой осуществляется выход электронов наружу, что позволяет расположить электронографическую эмульсию вне вакуумной камеры. В результате электронная камера стала таким же простым прибором, как фотоумножитель или кинескоп.

Задача создания такой камеры была решена Мак Ги в Англии. Известно, что тончайшие слюдяные пленки толщиной в несколько микрон хорошо пропускают электроны, имеющие достаточно большую энергию, и в то же время

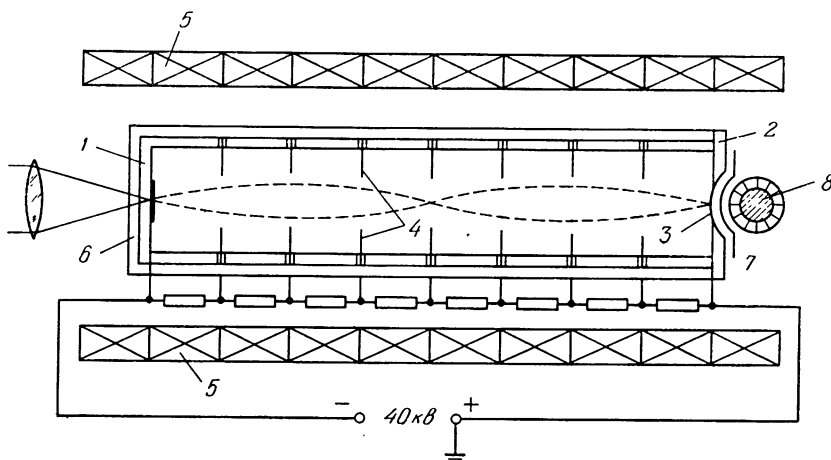


Рис. 126.

выдерживают атмосферное давление. К сожалению, эти пленки не могут иметь сколько-нибудь значительных размеров. Поэтому первоначально Мак Ги осуществил свою электронную камеру со слюдяным окном толщиной около 4 мк и размером  $30 \times 7$  мм, что вполне пригодно для спектральных наблюдений. Поэтому она была названа *спектраконом*. Устройство спектракона показано на рис. 126. К одному концу стеклянного цилиндра диаметром 5 см и длиной 28 см припаивается стеклянная пластина 1, на которую крепится прямоугольный фотокатод типа S-1, S-11 или S-20. К другому концу припаивается железо-хромовая пластина 2, коэффициент теплового расширения которой соответствует таковому для стекла цилиндра. В этой пластине имеется отверстие размером  $30 \times 7$  мм, закрытое слюдяным окном 3 толщиной около 4 мк, припаиваемым низкотемпературным припоем. Оно несколько прогибается под действием атмосферного давления, но может выдержать давление до трех атмосфер. Ускоряющий потенциал подается к фотокатоду, а через делитель напряжения к диафрагмам из нержавеющей стали 4. Анод заземляется. Фокусировка фотоэлектронов магнитная, осуществляется при помощи соленоида 5, охлаждаемого термоэлектрически или током холодного воздуха. Магнитное поле напряженностью в 160 гс обеспечивает «двухпетлевую» фокусировку электронов, что дает лучшую резкость электронного изображения и меньшую его дисторсию. Однородность магнитного поля выдерживается с точностью  $\pm 0,25\%$ .

По окончании сборки и проверки спектракон вместе с делителем напряжения помещается в цилиндрический стакан из изоляционного материала. Пространство между ними заполняется подавляющим коронный разряд

материалом (silastomer). Вся эта конструкция устанавливается в систему магнитной фокусировки и тщательно экранируется. Для уменьшения коронного разряда фотокатод дополнительно закрывается кварцевой пластинкой 6. Электронографическая эмульсия, нанесенная на тонкую пластиковую ленту 7, плотно прижимается к слюдяному окну эластичным цилиндром 8. Напряжение, подаваемое на спектракон, весьма значительно. Оно складывается из напряжения, которое обеспечивает уверенную регистрацию каждого фотоэлектрона и составляет 25 кВ, и дополнительного напряжения, обеспечивающего проход через слюдяное окно по крайней мере 70—80% фотоэлектронов. Последнее для пленки толщиной в 4 мк составляет около 15 кВ. Таким образом, к спектракону должно подводиться общее напряжение порядка 40 кВ. Это, естественно, предъявляет очень серьезные требования к конструкции и технологии изготовления прибора, значительно более жесткие, чем те, о которых говорилось при описании камеры Лаллемана и фотоумножителей. Мак Ги удалось удовлетворить эти требования лишь тогда, когда он стал вводить фотокатод, полностью сформированный вне корпуса прибора, в спектракон, предварительно изготовленный в совершенно стерильных условиях. Но и здесь пришлось преодолеть немало трудностей при отпайке соединения, которое использовалось для введения фотокатода, связанных с отравлением фотокатода выделявшимися при этом газами. Сравнение спектракона с электростатическим вариантом электронной камеры Лаллемана приведено в табл. XI, которая подтверждает значительные эксплуатационные преимущества спектракона. Уже отмеченные выше его недостатки — это небольшие размеры фотокатода и кривизна выходного окна. Но во всех случаях, когда с этим можно примириться, спектракон является исключительно эффективным прибором, и, конечно, в первую очередь для спектральных исследований. В дальнейшем Мак Ги осуществил спектракон и с круглым фотокатодом и с окном диаметром в 20—30 мм, что позволит применить его и для астрофотометрии.

ТАБЛИЦА XI

|                                | Электронная камера | Спектракон  |
|--------------------------------|--------------------|-------------|
| Время подготовки               | 3 дня              | 6 час       |
| Чувствительность катода, мка/л | 50                 | 50          |
| Разрешение на оси, лин/мм      | 80                 | 80          |
| Разрешение на краю, лин/мм     | 40                 | 80          |
| Размеры фотокатода, мм         | Ø18                | 30×7        |
| Увеличение                     | 1 : 0,75           | 1 : 1       |
| Охлаждение                     | жидкий воздух      | ~+10°       |
| Максимальная выдержка, час     | 6—10               | 6—10        |
| Срок жизни                     | 14 суток           | неограничен |
| Напряжение, кВ                 | 27                 | 40          |

б) Электронно-оптические преобразователи (ЭОП). Принцип действия простейшего однокамерного электронно-оптического преобразователя аналогичен принципу действия электронной камеры, но здесь приемником электронного изображения служит не электронографическая эмульсия, а люминофор, нанесенный в вакууме на внутреннюю поверхность стеклянного торца баллона прибора. Бомбардировка люминофора фотоэлектронами возбуждает его свечение, осуществляя преобразование электронного изображения в световое, которое может наблюдаться визуально или фотографироваться на обычную фотоэмульсию. Фотонный поток, идущий с люминофора, интенсивнее фотонного потока, падающего

на фотокатод. Поэтому электронно-оптические преобразователи называют иногда *усилителями света*. Весьма важна возможность преобразования спектрального состава наблюдаемого излучения путем применения люминофора со спектральной излучательной способностью, отличной от спектральной чувствительности фотокатода. Так, например, инфракрасное изображение может трансформироваться электронно-оптическим преобразователем в более коротковолновое, удобное и для фотографирования и для визуального наблюдения.

В электронно-оптических преобразователях, как и в электронной камере, применяется и электростатическая и магнитная фокусировка. Основным недостатком электростатической фокусировки является невозможность трансформировать плоское световое изображение в плоское же электронное, что неизбежно ограничивает полезные размеры фотокатода до 10—20 мм. Этот недостаток может быть устранен применением волоконной оптики, которая, однако, вносит некоторые свои недостатки. Преимущества электростатической фокусировки заключаются в ее простоте и возможности получать уменьшенное или увеличенное электронное изображение. При применении магнитной фокусировки плоское оптическое изображение преобразуется в плоское же электронное без изменения масштаба, причем в этом случае возможно применение достаточно больших плоских фотокатодов. В настоящее время обычным является фотокатод диаметром около 40 мм. Но нет никаких принципиальных ограничений на осуществление электронно-оптических преобразователей с фотокатодами значительно больших размеров, 80—100 мм и даже больше. Для магнитной фокусировки применяются и постоянные магниты и соленоиды. Последние обеспечивают более однородные магнитные поля, что существенно для получения лучшего разрешения. Но применение соленоидов требует их охлаждения, чтобы избежать нагрева преобразователя и, в частности, его фотокатода. Недостаток магнитной фокусировки — большая тяжесть armатуры, а в случае применения соленоида, и более сложная эксплуатация ЭОП. И при электростатической и при магнитной фокусировке в равной мере требуется весьма тщательная экранировка ЭОП от внешних полей.

Люминофор осаждается на плоскопараллельный стеклянный торец баллона (экран) в виде размельченного порошка вместе со связующим веществом. Толщина люминофора должна иметь оптимальное значение, определяемое величиной среднего пробега электрона в люминофоре и в то же время обеспечивающее возможно больший выход излучения. Осажденный на стекло люминофор покрывается слоем алюминия толщиной в несколько десятков мкм, который предохраняет фотокатод от засветки люминофором и в то же время достаточно прозрачен для фотоэлектронов высокой энергии. Разрешающая способность люминофора определяется размерами его зерен. Она может достигать значений более 50 лин/мм. Свечение люминофора начинается лишь при достижении некоторого минимального значения приложенного напряжения, когда энергия фотоэлектронов становится достаточной для преодоления защитного слоя алюминия. После этого яркость свечения люминофора растет линейно с повышением напряжения. На спектральном составе излучения изменение напряжения не сказывается. Яркость свечения люминофора зависит от температуры, уменьшаясь при ее повышении. Фотонный поток на выходе ЭОП пропорционален измеряемому фотонному потоку, и только при больших значениях плотности тока на выходе ( $\sim 1\text{--}100\text{ мка/см}^2$ ) начинается эффект насыщения. Подбирая состав люминофора, можно менять время послесвечения, т. е. продолжительность свечения после возбуждения электронным ударом, от микросекунд до минут, равно как и спектральный состав свечения. Так, например, сульфид цинка, активированный серебром, дает свечение в синей области, а тот же сульфид, но активированный медью, —

уже в зеленой. Меняя процентное содержание активированного серебром твердого раствора  $ZnS$  и  $CdS$ , можно плавно смещать максимум свечения по спектру в пределах от 450 до 750 мкм. При проведении только визуальных наблюдений лучше использовать люминофор с зеленым свечением, а при фотографических — с синим, который, кстати, достаточно удобен и для визуального контроля. Спектральный состав излучения люминофора показывает некоторую зависимость от температуры.

В электронно-оптических преобразователях наиболее часто применяются трехкомпонентные мультищелочные и серебряно-кислородно-цезиевые фотокатоды. Фотонное усиление, получающееся при использовании простейшего однокамерного электронно-оптического преобразователя с мультищелочным фотокатодом, составляет около 50. Но результирующий выигрыш, даваемый

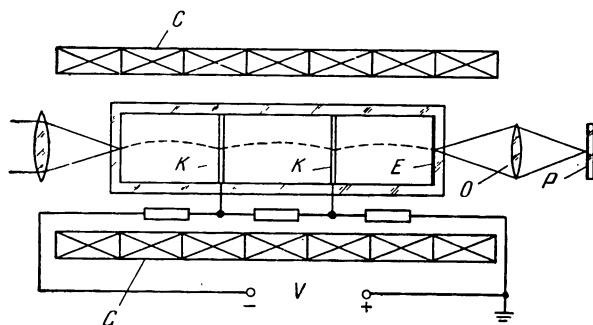


Рис. 127.

ЭОП, определяется эффективностью использования выходящего фотонного потока. Если фотографировать люминофор даже при помощи очень светосильной оптики с относительным отверстием 1 : 1, то и тогда будет использовано только около 3% фотонов, покинувших люминофор, и результирующее фотонное усиление составит всего около 1,5, т. е. практически никакого усиления достигнуто не будет. Но и такой ЭОП оказывается полезным при на-

блюдениях в инфракрасной области спектра, где квантовый выход фотографических эмульсий на несколько порядков ниже, чем для синей области. Здесь ЭОП играет роль преобразователя спектрального состава излучения. Однако в большинстве случаев желательно иметь большое фотонное усиление. Этого можно достигнуть двумя путями: более эффективно используя выходящий фотонный поток или повышая само фотонное усиление. Первый путь реализуется в так называемых *контактных* ЭОП, в которых люминофор наносится не на стеклянный торец баллона, а на тонкую слюдяную вакуумно-плотную пластинку, закрывающую окно в торце. Хотя толщина такой пластинки 10—20 мк — существенно больше, чем в спектраконе, но она все же слегка прогибается под действием атмосферного давления. К слюдяной пластинке плотно прижимается обычная фотографическая пленка, чем обеспечивается использование всего фотонного потока, идущего с экрана. Разрешение же ввиду тонкости слюдяной пластинки практически не ухудшается. В результате контактный ЭОП позволяет полностью использовать все его фотонное усиление. Недостаток таких преобразователей — невозможность изготовления больших слюдяных экранов. Поэтому в контактных ЭОП может применяться и электростатическая система фокусировки. Отечественные ЭОП такого типа, разработанные на Московском заводе электровакуумных приборов, широко используются во многих астрофизических исследованиях, и особенно успешно — для работ в близкой инфракрасной области спектра. Уровень паразитных шумов у этих ЭОП незначителен и они допускают длительные выдержки.

Второй путь повышения фотонного усиления осуществляется в многокаскадных приборах, являющихся объединением нескольких ЭОП в одном вакуумном баллоне (рис. 127). Они называются *n*-камерными, по числу соединенных ЭОП, или *n*-каскадными, по числу промежуточных каскадов уси-

ния  $K$ . Так, ЭОП, представленный схематически на рис. 127 — трехкамерный или двухкаскадный.

Промежуточные каскады усиления  $K$  состоят соответственно из люминофора и фотокатода, нанесенных на две противоположные стороны тонкой слюдяной пластинки. Они должны иметь согласованные по спектральному излучению и спектральной чувствительности люминофоры и фотокатоды. Наиболее распространенной комбинацией является сочетание люминофора с синим свечением и сурьмяно-цезиевого фотокатода. И здесь каждый люминофор покрыт защитной алюминиевой пленкой. В многокаскадных ЭОП экран  $E$  фотографируется на фотопленку или фотопластинку  $P$  при помощи перебрасывающей оптической системы  $O$ . ЭОП снабжается экраном для устранения влияния внешних полей. В большинстве многокаскадных ЭОП применяется магнитная или электромагнитная фокусировка. В последнем случае предусматривается та или иная система охлаждения соленоида  $C$ . Для многокаскадных ЭОП необходимы достаточно высокие напряжения, достигающие 40 кВ. Это требует тщательного устранения утечек и коронных разрядов, что очень важно для снижения паразитного фона и, в частности, многоэлектронной эмиссии. Многокаскадное усиление неизбежно связано с некоторым понижением разрешения; однако даже в трехкамерных ЭОП удается получить разрешения, превышающие 40 и даже 50 лин/мм. Для достижения оптимальных результатов необходимо очень тщательно настраивать магнитную фокусировку каждой камеры. Легко прикинуть фотонное усиление, даваемое многокаскадным ЭОП. Выше отмечалось, что однокаскадный ЭОП дает фотонное усиление около 50. Отсюда следует, что двухкаскадный ЭОП дает усиление порядка  $2 \cdot 10^3$ , а трехкаскадный — порядка  $10^5$ . Поскольку при фотографировании экрана используется около 3% фотонного потока, выходящего с люминофора, то результирующие фотонные усиления будут иметь величины 60 и 3000 для двух- и трехкамерного ЭОП соответственно. Конечно, это только приближенные оценки. Реальные значения могут весьма значительно колебаться в зависимости от режима эксплуатации ЭОП и его индивидуальных параметров.

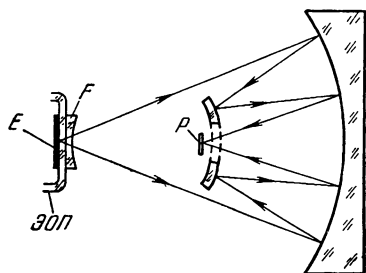


Рис. 128.

С ростом размера фотокатода, а следовательно, и экрана (в магнитных системах увеличение всегда равно  $1:1$ ), возникают серьезные трудности при фотографировании последнего со светосильной оптикой. Один из путей преодоления этих трудностей предложен А. Боуэном, применившим для фотографирования экрана специальную двухзеркальную концентрическую систему (рис. 128). Она дает масштаб изображения  $1:1,2$  при эффективном относительном отверстии  $1:1,4$ . Для получения плоского поля  $P$  перед экраном  $E$  ставится плоско-вогнутая коррекционная пластинка  $F$ . В системе скомпенсированы аберрации, вносимые стеклом торца ЭОП, что обеспечивает сохранение разрешения. В ней гораздо меньше оптических элементов, чем в обычно применяемых сложных светосильных объективах, поэтому она гораздо совершеннее и в отношении передачи контрастов.

Наиболее широкое применение в астрофизике нашли двухкаскадные ЭОП с электромагнитной фокусировкой УМ-92, созданные М. М. Бутловым в СССР, и однокаскадные — С 33011, разработанные фирмой RCA в США по заданию Специального комитета при Институте Карнеги, поставившего задачу создания ЭОП, наиболее пригодных для астрофизических применений. Отметим также разработанные в Англии пятикаскадные ЭОП P829D с элек-

ромагнитной фокусировкой, в которых промежуточное усиление осуществляется посредством вторично-электронной эмиссии на прострел. Они дают хорошее разрешение, несмотря на большое число каскадов, и весьма компактны. Но большим недостатком, практически исключающим их применение в фотометрических работах, является дополнительный фон, появляющийся в области изображения светящегося объекта. Он обусловлен теми первичными электронами, которые не поглотились в усилительной пленке и проходят сквозь ее со скоростями, существенно большими, чем скорость вырываемых вторичных электронов. Тем не менее такие ЭОП весьма пригодны для обнаружения и отождествления линий в спектрах предельно слабых объектов, как (например) квазары.

Некоторые данные об электронно-оптических преобразователях приведены в табл. XII.

ТАБЛИЦА XII

| Марка ЭОП                                    | УМ-92 | С 33011 | P829D   |
|----------------------------------------------|-------|---------|---------|
| Фотокатод                                    | C-11  | S-20    | S-20    |
| Чувствительность фотокатода, $\text{мкА/мм}$ | 150   | 120—150 | 120—150 |
| Диаметр фотокатода, $\text{мм}$              | 40    | 38      | 25      |
| Токовое усиление *)                          | 2000  | 50      | 3000    |
| Число каскадов                               | 2     | 1       | 5       |
| Напряжение (общее), $\text{кВ}$              | 30    | 18      | 36      |
| Разрешение, $\text{лин/мм}$                  | 30    | 40      | 50      |

\*) Токовое усиление определяется как отношение тока в последней камере к току с фотокатода.

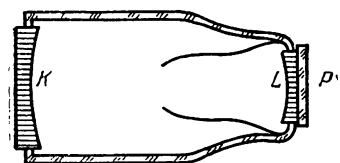


Рис. 129.

Для дальнейшего развития электронно-оптической техники весьма перспективным оказалось применение *волоконной оптики*, которая позволяет переносить световое изображение посредством вакуумно-прочного «жгута», состоящего из огромного числа взаимно параллельных тончайших светопроводов. Каждый из этих светопроводов, работающих на принципе полного внутреннего отражения, переносит свет от одного элемента изображения, а весь жгут в целом переносит все изображение с очень небольшими оптическими потерями. Разрешение при применении волоконной оптики может достигать 50  $\text{лин/мм}$  и больше. Волоконная оптика может использоваться в ЭОП с электростатической фокусировкой для переноса плоского светового изображения на сферический фотокатод, а также вместо выходного окна (рис. 129). В первом случае на заднюю поверхность плоско-выпуклого жгута наносится фотокатод  $K$ , а во втором люминофор  $L$  осаждается на внутреннюю поверхность волоконного окна. Такое окно с плоским внешним срезом позволяет прижимать вплотную к нему фотографическую пластинку  $P$ . В результате весь световой поток, выходящий из окна, полностью используется. При применении волоконной оптики размеры фотокатода и экрана практически не ограничены. Недостатком ЭОП с входными линзами из волоконной оптики является наличие у них фотометрической ошибки поля, возникающей из-за того, что световые лучи, входящие в светопроводы под различными углами, испытывают неодинаковые оптические потери. Поэтому такие ЭОП лучше применять с оптическими системами малой светосилы, у которых углы схождения световых пучков малы.



Многокаскадные ЭОП с применением волоконной оптики собираются из отдельных однокамерных ЭОП (модулей), соединяемых на оптический контакт. Это позволяет подбирать для сочленения наилучшие экземпляры ЭОП, что является большим преимуществом по сравнению с многокаскадными преобразователями обычного типа. Волоконные ЭОП широко применяются в астрофизике как для прямого фотографирования, так и для спектральных исследований. В настоящее время осуществлены ЭОП, основанные на применении каналовых мультидинных систем. От описанного выше каналового фотоумножителя такой ЭОП отличается заменой анода люминофором. Мультидинные ЭОП исключительно просты, компактны и жестки. Как и каналовые мультидинные фотоумножители, это плоские шайбы диаметром в десятки и толщиной в несколько миллиметров. Недостаток их — пока еще невысокое разрешение, порядка 10 *лин/мм*.

Подводя итоги, отметим некоторые области применения приборов фотоэлектронного изображения в астрофизике. Электронные камеры Лаллемана и Крона весьма пригодны для изучения фотометрической структуры слабейших протяженных объектов и их спектров, а также точного измерения расстояний и позиционных углов компонентов двойных звезд (методом Рёша). Они могут быть применены и для распространения шкал фотометрических систем на слабейшие звезды, фотоэлектрическое наблюдение которых практически невозможно. Электронная камера Лаллемана с магнитной фокусировкой и большим полем весьма эффективна для многоцветной фотометрии полей слабейших звезд. Спектракон эффективен для спектроскопии слабейших звезд и изучения тонкой структуры линий с большой дисперсией. Однокамерный контактный ЭОП при спектроскопических наблюдениях во всех отношениях уступает спектракону. Он может эффективно применяться лишь с теми фотокатодами, которые пока еще не удастся ввести в спектракон. ЭОП и с волоконной оптикой и обычного типа весьма пригодны для исследований, требующих сравнительно больших полей или очень быстрой и оперативной работы, например, для обзоров и узкополосной фотометрии галактик или для получения спектров наиболее быстропеременных звезд.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гартман В., Бернгард Ф., Фотоэлектронные умножители, Госэнергоиздат, 1964.
2. Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение, под ред. М. М. Бутслова, «Мир», 1965.
3. Лисица М., Бережинский Л., Валлах М., Волоконная оптика, «Техника», Киев, 1968.
4. Методы астрономии, под ред. В. А. Хилтнера, ИЛ, 1967, главы 1, 6 и 16.
5. Рейхель Т., Иедличка М., Фотоэлектронные катоды, «Энергия», 1968.
6. Соболева Н., Берковский А., Чечик Н., Елисеев Р., Фотоэлектронные приборы, «Наука», 1965, главы 1—4.
7. Чечик Н., Файнштейн С., Лифшиц Т., Электронные умножители, Гостехиздат, 1957, главы 1—7.
8. Щеглов П. В., Электронная телескопия, Физматгиз, 1963.
9. Advances in Electronics and Electron Physics (Photo-Electronic Image Devices), London 22 (A a. B), 1966; 28 (A a. B), 1970; 33 (Aa. B), 1972.
10. Bowen I., Ann. Rev. Astr. a. Ap. 5, 45, 1967.
11. Carruthers G., Ap. a. Space Sc. 14, 332, 1971.
12. Catchpole C., Johnson C., PASP 84, 134, 1972.
13. Ford K., Ann. Rev. Astr. a. Ap. 6, 1, 1968.
14. Lallemand A., Duchesne M., Walker M., PASP 72, 261, 1960.
15. Lallemand A., Renard L., Servan B., C. R., Ser. B 270, 385, 1970.
16. Livingston W., Kitt Peak Nat. Obs. Contr. № 160, 1967.
17. Rufener F., Publ. Obs. Genève, Ser. A., № 63, 1963.
18. Vernier P. L'Emission photoélectrique et ses applications, Paris, Dunod, 1963.
19. Young A., Appl. Opt. 2, 51, 1963.
20. Young A., Rev. Sc. Instr. 37, 1472, 1966.

## ГЛАВА VI

### ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ТЕХНИКА В АСТРОНОМИИ

§ 35. Принципиальные основы. Телевизионный телескоп. Телевидение, которое можно определить как передачу изображений на расстояние по различным каналам связи, все более широко используется в науке и технике. Первоначальное применение телевизионных устройств в научных исследованиях шло в основном по пути приспособления вещательной телевизионной аппаратуры для решения специальных задач. В дальнейшем появился ряд самостоятельных направлений, не связанных с вещательным телевидением. В астрономии телевизионная техника стала использоваться в середине 50-х годов. В настоящее время существует два основных типа специальных астрономических систем, принципиально отличающихся по своим функциям:

1. Системы для космического телевидения. Их назначение — передавать телевизионные изображения небесных объектов с борта космического аппарата на Землю. Космические установки снабжены радиопередающими устройствами и чувствительными радиоприемниками, а также остронаправленными сложными радиоантеннами для уменьшения угла рассеяния энергии радиоволн, излучаемых радиопередатчиком в процессе передачи телевизионного изображения объекта.

2. Наземное астрономическое телевидение, назначение которого — усиливать слабые по яркости изображения небесных объектов, наблюдаемых при помощи оптического телескопа. Такие системы пригодны для наземных наблюдений в диапазоне ультрафиолетовых, видимых и инфракрасных лучей со спектральной границей, доходящей до  $\lambda = 2,5 \div 2,7 \text{ мк}$ . В некоторых случаях возможны наблюдения и в тепловых лучах, в области окон спектральной прозрачности земной атмосферы  $\lambda = 7 \div 14 \text{ мк}$ .

Телевизионный метод по сравнению с другими методами наблюдения имеет ряд важных преимуществ:

1. Изображение от астрономического телескопа можно передавать на большое расстояние с применением кабельных линий или радиосвязи. Это оказывается особенно удобным, когда телескоп расположен на большой высоте, в труднодоступном месте. В этом случае наблюдения изображения, фотографирование и анализ его могут производиться в благоприятных условиях.

2. На контрольном экране кинескопа можно получить изображение во много раз большего размера, чем оптическое изображение на фотокатоде передающей телевизионной трубки.

3. Можно плавно регулировать масштаб, контрастность и яркость изображения.

4. Можно в течение достаточно длительного времени накапливать изображение в виде электрических зарядов на мишени трубки, а затем рассматривать его или фотографировать.

5. В телевизионной системе передаваемое изображение превращается в ряд электрических импульсов или сигналов, называемых *видеосигналами*.

С ними можно производить различные манипуляции, например, складывать их или вычитать, а полученные результаты рассматривать в виде изображения на экране кинескопа. Кроме того, можно одновременно наблюдать явления, происходящие в данный момент в различных точках пространства, например, видеть деформированное изображение звезды и одновременно с ним изменение фототока фотоумножителя, регистрирующего общий ее световой поток.

6. Свойство электронов изменять путь, скорость и направление движения под воздействием магнитных и электрических полей может быть использовано для борьбы с помехами от атмосферной турбулентции.

7. Применение специальных электронных схем в телевизионных системах позволяет в принципе создать устройство, обладающее большей контрастной чувствительностью, чем человеческий глаз или фотопластинка.

Однако при использовании телевизионных систем следует иметь в виду, что наряду с перечисленными преимуществами они обладают и некоторыми недостатками. К их числу следует отнести:

1. Сложность, громоздкость и достаточно высокую стоимость оборудования.

2. Ограниченность скорости фотосъемки при обычном фотографировании изображения с экрана кинескопа, так как минимальное время выдержки здесь определяется не яркостью фотографируемого изображения, а скоростью развертки кадра.

Вне зависимости от назначения телевизионной системы основные принципы ее работы остаются одинаковыми: в любой современной телевизионной аппаратуре используется метод передачи изображения посредством *развертки*, т. е. разложения всего изображения на элементы, и передачи по каналу связи видеосигналов, величина которых пропорциональна в каждый момент времени средней яркости передаваемого элемента изображения. На рис. 130 показана схема телевизионной передачи изображения: 1 — плоскость передаваемого изображения на светочувствительной части передающей телевизионной трубки, 2 — сканирующее пятно электронного луча, служащее развертывающим элементом изображения; развертка изображения осуществляется посредством отклонения электронного луча в пределах раstra 3 в горизонтальном и вертикальном направлениях; 4 — канал связи, состоящий из кабельной линии (в случае замкнутой телевизионной системы), усилителей сигналов изображения и устройств, обеспечивающих синхронное движение электронных развертывающих лучей на передающей и приемной частях телевизионной системы; 5 — растр, образуемый на люминесцентном экране приемной электронно-лучевой трубки (*кинескопа*). При движении по экрану электронный луч вызывает свечение воспроизводящих элементов 6 в соответствии с электрическими сигналами передатчика и превращает его электрические импульсы в световые, образуя на экране 7 видимое изображение передаваемого объекта.

Из различных существующих типов разверток наибольшее распространение получила *линейно-строчная развертка*, при которой электрические сигналы от элементов изображения передаются последовательно друг за другом с постоянной скоростью, образуя строку раstra. Полный *телевизионный растр* представляет собой ряд строк, заполняющих в определенном порядке все поле передаваемого изображения или *кадр*. Применяют два типа кадровой

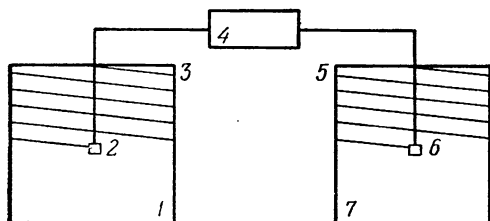


Рис. 130.

развертки: *построчная* и *черезстрочная*. В первом типе строки раstra располагаются в следующем порядке: вначале движущимся лучом прочерчивается первая строка, затем вторая и т. д. до конца кадра, после чего цикл повторяется. Во втором типе развертки передаваемое изображение разлагается в два приема: сначала передаются нечетные строки, образуя полукадр, потом передаются четные строки, образующие второй полукадр.

Передача движения объекта достигается за счет быстрого периодического повторения отдельных кадров изображения, образующихся на экране, а изменение положения движущегося объекта от кадра к кадру воспринимается глазом как слитное движение. Телевизионную систему с быстрой сменой кадров (обычно 50 раз в секунду) называют *многокадровой*. Кроме нее, в астрономии, в частности, в космическом телевидении, используются так называемые *малокадровые* телевизионные системы, в которых процесс передачи кадра

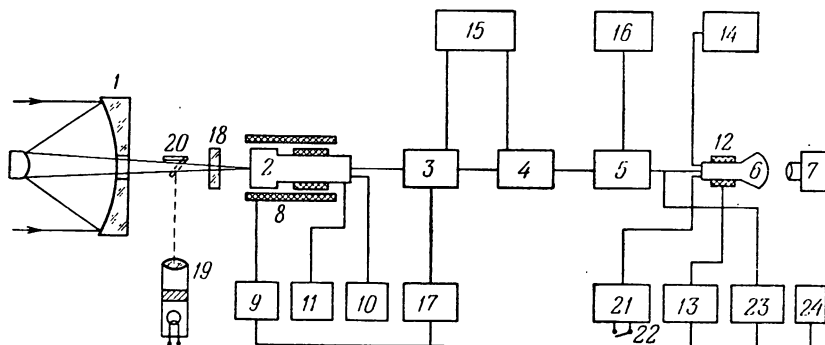


Рис. 131.

происходит в течение секунд, а иногда и минут. Это дает возможность сѹзить полосу передаваемых радиочастот, уменьшить мощность радиопередатчика, его габариты и вес, что оказывается важным в условиях передачи изображения из космоса. В системах наземного телевидения малокадровые установки пока не получили распространения, так как имеют меньшее быстродействие.

Телевизионное устройство для любого применения, в частности, и для астрономических наблюдений, состоит из ряда блоков электронной аппаратуры, выполняющих определенные функции в общей системе передачи изображения. На рис. 131 показана простейшая блок-схема телевизионного астрономического телескопа. Изображение, даваемое телескопом 1, попадает на фотокатод передающей телевизионной трубки 2. Передающая трубка вырабатывает видеосигналы, которые поступают в блок регулировки контраста 3 и после усиления в промежуточном 4 и оконечном 5 видеусилителях попадают на приемную телевизионную трубку—кинескоп 6. В кинескопе электрические сигналы превращаются в световые и образуют на экране видимое изображение объекта, которое можно фотографировать фотокамерой или кинокамерой 7. Для фокусировки электронного луча в передающей трубке и отклонения его в пределах раstra передающая трубка помещена в катушку 8, на которую поступают пилообразные токи с блока 9. Для регулировки режима работы трубки служит блок 10, а блок 11 вырабатывает электрические напряжения для питания электродов трубки. Аналогичные функции для кинескопа выполняет катушка 12, блок пилообразных токов 13 и блок питания 14. Питание схем регулировки контрастности и усилителей осуществляют стабилизированные источники 15 и 16. Одновременность движения электронных лучей в передающей и приемной трубках обеспечивается при помощи синхрогенератора, помещенного в блок питания 17, с которого подводятся вспомога-

тельные импульсы к блокам пилообразных токов 9 и 13. Для выделения необходимой спектральной области и для подбора освещенности в изображении объекта используются монохроматические или нейтральные светофильтры 18, а для оптической калибровки телевизионных фотоснимков применяется ступенчатый ослабитель, помещенный в проекторе 19. Поворотом диагонального зеркала 20 изображение ступенчатого ослабителя перебрасывается на фотокатод трубки 2. Система позволяет производить однокадровые снимки с экрана кинескопа. Для этого служит блок электронного затвора 21, включаемый кнопкой 22. При помощи блока выделения сигналов строки 23 на экране осциллографа 24 можно наблюдать форму видеосигнала. Следует отметить, что для удовлетворительной работы телевизионной установки требуется тщательная настройка всех ее звеньев и всего комплекса в целом.

§ 36. Телевизионные передающие трубки являются важнейшим элементом в системе астрономического телевизионного устройства, поскольку ими определяется спектральная и пороговая светочувствительность телевизионного телескопа. В настоящее время в телевизионных установках используются два типа передающих трубок: а) трубки мгновенного действия, б) трубки с накоплением зарядов.

К первому типу трубок относится *диссектор*. Он используется в системах специального назначения. Отличительной способностью диссектора является свойство мгновенно преобразовывать слабые световые сигналы изображения в последовательность электрических сигналов. Эта трубка представляет собой разновидность фотоумножителя и отличается от него применением диафрагмы с малым отверстием, установленной перед первым динодом; круглое отверстие диаметром 0,3 мм (а иногда и другой конфигурации) является элементом разложения изображения и служит для образования видеосигнала при развертке передаваемого изображения. Развертка осуществляется периодическим смещением сфокусированного потока электронов (электронного изображения) магнитным полем катушек, питаемых соответствующими пилообразными токами. Фокусировка электронного изображения с фотокатода на диафрагму с отверстием производится магнитным полем длинной катушки, в которую помещены отклоняющие магнитные катушки и сам диссектор. Видеосигналы, образованные электронным пучком, прошедшим через отверстие, и усиленные динодной системой, снимаются с нагрузочного резистора, включенного в цепь анода диссектора. Отечественной промышленностью выпускается диссектор ЛИ 601. Он имеет висмута-серебряно-цезиевый фотокатод и жалюзийную систему электронного умножения, состоящую из 12 динодов. Основным недостатком диссекторов является их малая чувствительность. Значительно большей светочувствительностью обладают трубки второго типа, получившие широкое применение в астрономии. В настоящее время существует ряд типов трубок с накоплением зарядов. Наибольший интерес для астрономии представляют *суперортикон*, *изокон*, *видикон* и *секон*.

1. *Суперортикон* был разработан в США в 1948 г. для внестудийных вещательных передач в условиях слабой освещенности объекта. Впервые он был использован для астрономических наблюдений в 1956 г. в Англии и одновременно в СССР, в Пулковской обсерватории. В настоящее время он широко используется в телевизионных астрономических установках как в сочетании с электронно-оптическими преобразователями, так и без них. На рис. 132 показана схема устройства суперортикона. Конструктивно он состоит из трех секций: секции переноса электронного изображения I, секции коммутации, или развертки изображения II, и секции умножения видеосигналов III. Оптическое изображение передаваемого объекта 1 проектируется объективом 2 на полупрозрачный фотокатод 3, имеющий электрический потен-

циал, в среднем равный  $-320$  в. Фотокатод эмитирует поток электронов, образующий электронное изображение. Этот поток ускоряется электродом 4, с электрическим потенциалом около  $-280$  в, и фокусируется в плоскости мишени 6 однородным магнитным полем фокусирующей катушки 8. Мишень представляет собой тонкую пленку стекла или полупроводника в сочетании с близко расположенной к ней мелкоструктурной сеткой 5, с электрическим потенциалом, обычно равным  $+2$  в. В результате ускорения электродом 4 фотоэлектроны приобретают достаточную скорость, чтобы пролететь через сетку 5, и бомбардируют поверхность мишени 6, вызывая эмиссию значительного числа вторичных электронов, вследствие чего поверхность мишени заряжается положительно. На электрической емкости, образованной сеткой

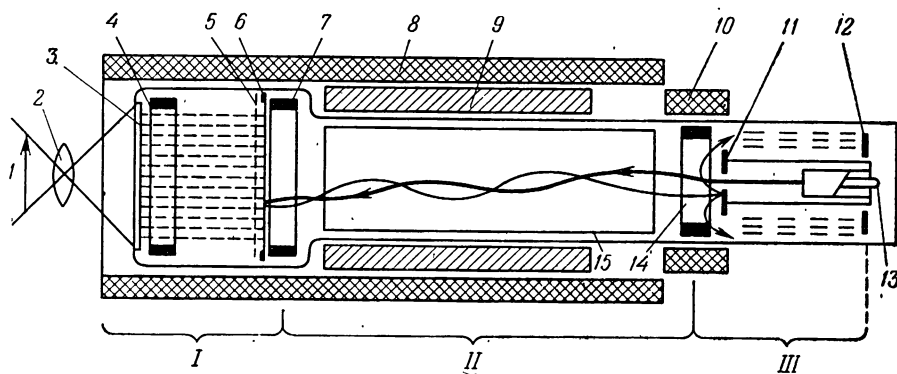


Рис. 132.

и мишенью, возникает *потенциальный рельеф*, соответствующий распределению освещенности на фотокатод: чем больше яркость изображения на участке фотокатода, тем выше потенциал точки мишени. За счет электростатической индукции потенциальный рельеф повторяется на второй стороне пленки мишени, сканируемой электронным лучом, который создается электронным прожектором 13, ускоряется его анодом 11 до  $280$  эв и затем попадает в тормозящее электрическое поле цилиндра 14 умножителя и поле тормозящего электрода 7. В результате электроны подходят к мишени с малыми скоростями. Часть электронов луча оседает на мишени, нейтрализуя ее потенциальный рельеф, а часть возвращается обратно в сторону анода. При этом, чем выше положительный потенциал участка на мишени, тем меньшее число электронов оказывается в возвратном электронном луче. Таким образом, возвращающийся к аноду поток электронов оказывается промодулированным потенциальным рельефом на мишени. Переменная часть этого потока и представляет собой видеосигнал. Попадая на диоды электронного умножителя первоначальный ток видеосигнала увеличивается приблизительно в 1000 раз. Выходной ток умножителя создает падение напряжения на нагрузочном сопротивлении (резисторе) коллектора 12. Для получения четкого изображения развертывающий электронный луч фокусируется на мишени магнитным полем фокусирующей катушки 8 и электрическим полем электрода 15. Перемещение электронного луча, необходимое для развертки изображения, производится поперечным магнитным полем отклоняющих катушек 9. Для совмещения оси электронного прожектора с силовыми линиями фокусирующей катушки служит корректирующая катушка 10.

При усилении видеосигнала в секции умножения в 1000 раз чувствительность суперорбитрона ограничивается не шумами видеоусилителя, а его собственными электронными шумами. Величина собственного шума может быть

определена из следующего выражения:

$$N = k \sqrt{\frac{i_s}{M}},$$

где  $i_s$  — ток сигнала, образующийся при компенсации потенциального рельефа,  $M_s$  — коэффициент модуляции электронного луча в трубке, равный  $i_s/i_b = 20 \div 30\%$ , где  $i_b$  — ток электронного развертывающего луча при подходе к мишени,  $k$  — постоянный коэффициент. Величина  $M$  уменьшается с током сигнала  $i_s$  и при малых освещенностях становится незначительной. Обратный ток  $i_r$  электронного луча, попадающий в секцию электронного умножения сигналов, связан с величиной  $i_b$  зависимостью  $i_r = i_b - i_s$ . А так как шум возрастает с увеличением величины  $i_r$ , то всегда стремятся создать такой режим работы в трубке, при котором величина  $i_s$  увеличивалась бы или, иными словами, поднимался бы коэффициент модуляции  $M$ . Отношение сигнала к шуму  $\psi$  выражается равенством

$$\psi = \sqrt{\frac{i_s M}{eB}},$$

где  $e$  — заряд электрона,  $B$  — полоса частот видеосигналов (для нашего случая она равна  $6,5 \text{ Мгц}$ ). Для получения однокадровой фотографии изображения хорошего качества с экрана кинескопа отношение сигнала к шуму должно быть не менее  $100 : 1$ . При визуальных же наблюдениях качество изображения считается хорошим, когда  $\psi = 30 : 1$ , так как в этом случае шумовые помехи сглаживаются за счет инерционности человеческого глаза.

Величина выходного сигнала и разрешающая способность суперортика зависят от величины освещенности изображения на его фотокатод. Разрешающая способность обычно выражается числом строк  $Z$ , различимых на экране кинескопа при передаче изображения клина, состоящего из ряда сходящихся штрихов. Этот клин входит в состав изображения специальной телевизионной испытательной таблицы. На рис. 133 кривой 1 представлена зависимость разрешающей способности суперортика ЛИ 201 от освещенности  $E_\phi$  на фотокатод. Как видно из графика, разрешающая способность уменьшается при снижении освещенности. Кривая 2 показывает зависимость величины выходного сигнала  $I_c$  суперортика от освещенности на его фотокатод  $E_\phi$ , т. е. так называемую световую характеристику трубки. Освещенность, соответствующая точке перегиба  $K$  за линейной частью световой характеристики, определяет светочувствительность передающей трубки. Для данного суперортика ЛИ 201 светочувствительность равна  $1 \text{ лк}$ . При такой освещенности изображения на фотокатод величина сигнала, отношение сигнала к шуму и разрешающая способность трубки оказываются оптимальными, а передаваемое изображение получается без заметных градиентных искажений, поскольку формирование сигнала происходит на линейной части световой характеристики суперортика.

Фактором, влияющим на светочувствительность суперортика, является также расстояние  $d$  между мишенью и сеткой. В различных типах трубок это расстояние может колебаться от  $20 \text{ мм}$  до  $3 \div 4 \text{ мм}$ . При малых значениях  $d$  чувствительность снижается, но возрастает протяженность линейного участка световой характеристики трубки. Увеличение  $d$  повышает светочувствительность, но искажает ход световой характеристики: у нее исчезает

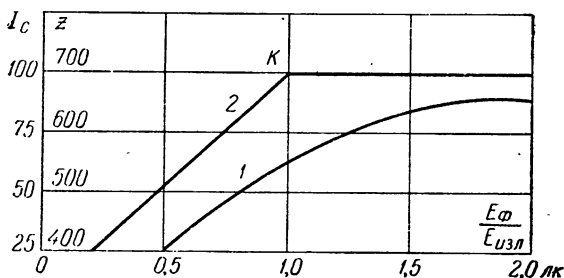


Рис. 133.

резко выраженная точка перегиба, и качество передаваемого трубкой изображения оказывается невысоким даже при достаточно больших значениях освещенности на фотокатоде. Суперортикон может работать и при больших освещенностях, находящихся за границей линейного участка световой характеристики. Однако такой режим работы не рекомендуется, так как отношение сигнала к шуму увеличивается мало, но при этом сильно возрастает явление остаточного изображения, или «выжигания» мишени. Оно происходит также при длительной передаче неподвижного изображения и объясняется раз-

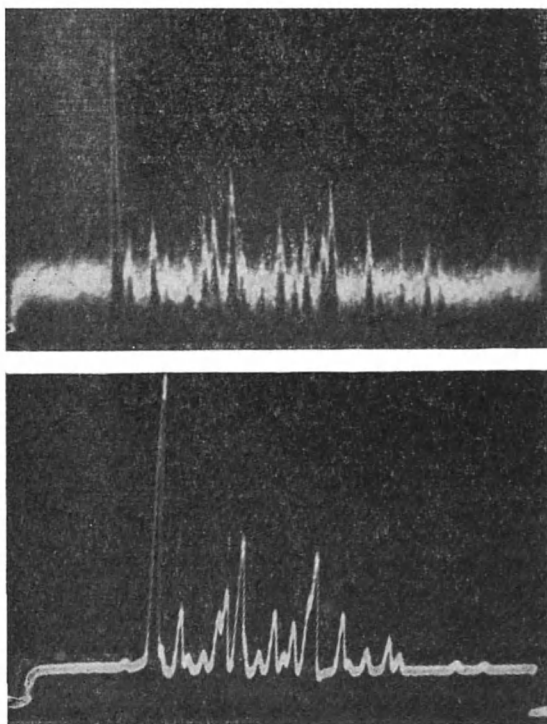


Рис. 134.

ложением стеклянной пленки мишени под действием бомбардировки электронным изображением. Степень «выжигания» является критерием долговечности трубки, обычно не превышающей 400 часов работы. Остаточное изображение устраняется длительным освещением фотокатода рассеянным светом при рабочем режиме трубки. В настоящее время разработаны стеклянные пленки из специального сорта стекла, в котором отсутствует явление электролиза и, следовательно, «выжигание» мишени.

Спектральная чувствительность суперортикона, определяющая рабочий диапазон длин волн, зависит от типа используемого фотокатода. В телевизионных передающих трубках, так же как и в электронно-оптических преобразователях (см. § 34), применяются сложные полупрозрачные фотокатоды, нанесенные на стеклянную планшайбу толщиной 4 мм. Наибольшее распространение получили фотокатоды висмuto-

оксидно-серебряно-цезиевый, сурьмяно-цезиевый, серебряно-оксидно-цезиевый и мультищелочной. Эти же типы фотокатодов используются и в других модификациях передающих телевизионных трубок. Наибольшую чувствительность имеют мультищелочные фотокатоды:  $200 \div 300$  мка/лм. У первых двух она не превышает  $30 \div 50$  мка/лм; а у третьего она еще в 2—3 раза ниже.

2. И з о к о н по своей конструкции почти не отличается от суперортикона. Изменена лишь секция коммутации. При помощи дополнительных электродов, специальной диафрагмы и электростатической системы смещения луча поток электронов, возвращающийся от мишени, разделяется в изоконе на две части. При этом в секцию умножения попадают лишь электроны, взаимодействовавшие с мишенью. Остальные электроны отводятся в сторону. В результате внутренние шумы изокона оказываются значительно меньшими, чем у суперортикона, что позволяет обнаруживать изображение объекта с меньшей освещенностью. У изокона большой диапазон освещенностей в изображении, которое может передать трубка без подстройки ее рабочего режима.



Он достигает значения  $100 : 1$ , тогда как у суперортикона он составляет всего  $10 : 1$ . Это свойство изокона особенно ценно для спектрофотометрических работ. На рис. 134 приведены осциллограммы интенсивностей спектральных линий излучения неона (лампа МН-3), полученные в Пулковской обсерватории на лабораторном дифракционном спектрографе, снабженном телевизионной аппаратурой при использовании в качестве светоприемников: сверху —

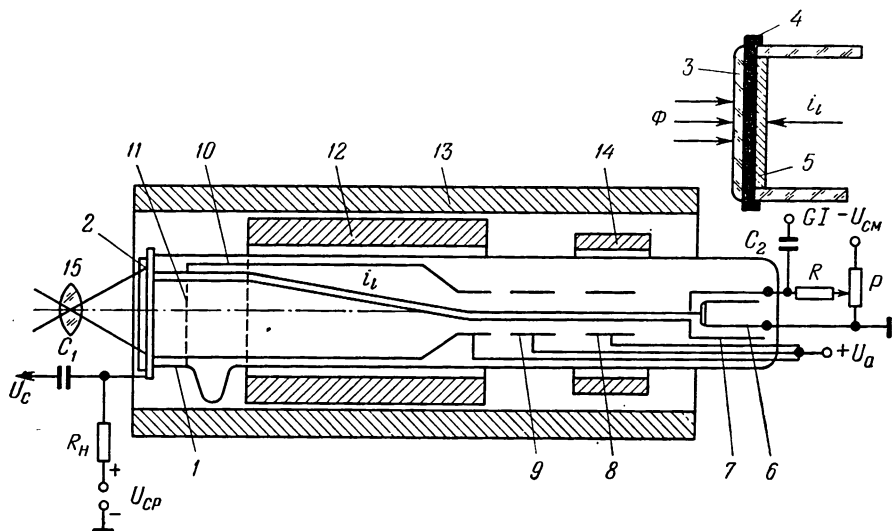


Рис. 135.

студийного суперортикона ЛИ 213 и внизу — экспериментального изокона. Из осциллограмм можно определить величину отношения сигнала к шуму:

$$\phi = K \frac{I}{N},$$

где  $I$  — величина сигнала,  $N$  — ширина шумовой дорожки (от пика до пика),  $K$  — численный коэффициент, зависящий от условий наблюдения. Для случая визуальных наблюдений  $K$  принимается равным 6. Отсюда для суперортикона ЛИ 213 величина  $\phi$  равна 32, а для изокона  $\phi = 165$ . Очевидно, что изокон окажется полезным и для регистрации спектров слабых по яркости астрономических объектов.

3. В и д и к о н — передающая трубка, в которой используется явление *внутреннего фотоэффекта*. Рис. 135 показывает устройство видикона. На плоский торец стеклянного баллона 1 нанесена светочувствительная мишень 2, состоящая (см. справа сверху) из полупрозрачной металлической пленки — сигнальной пластинки 3 и тонкого слоя фотосопротивления 5 толщиной около 3 мк. Сигнальная пластинка приварена к наружному металлическому кольцу 4, которое служит контактом для включения в электронную схему. Электронный прожектор состоит из подогревного катода 6, являющегося источником электронного луча, управляющего электрода или модулятора 7 и трех анодов 8, 9, 10. В некоторых типах трубок используется мелкоструктурная металлическая сетка 11, обеспечивающая равномерное электрическое поле перед мишенью, что улучшает четкость изображения и равномерность фона. Для отклонения электронного луча служит магнитная катушка 12. Фокусировка электронного луча на мишень производится магнитным полем катушки 13. Корректирующей системой, как и в суперор-

тиконе, служит катушка 14. Оптическое изображение строится, как обычно, на мишени объективом 15 или телескопом. Выходные сигналы  $U_c$  снимаются с нагрузочного сопротивления (резистора)  $R_n$  и передаются через конденсатор  $C_1$  на предварительный усилитель видеосигналов. Регулировка величины тока в электронном пучке производится изменением отрицательного потенциала  $U_{gm}$  через резистор  $R$  потенциометром  $P$ . Кроме того, для записи электронного луча во время его обратного хода по мишени на электрод 7 через конденсатор  $C_2$  подаются внешние электрические сигналы гашения  $GI$ .

Видиконы разработаны для двух режимов работы: а) развертка медленными электронами и б) развертка быстрыми электронами. В первом случае на сигнальную пластинку 3 подается положительное напряжение  $U_{cp}$  в пределах  $10 \div 30$  в по отношению к катоду электронного прожектора, имеющего нулевой потенциал; на аноды 7, 8, 9 подается положительное напряжение в 300 в, а иногда и больше. Для второго случая  $U_{cp}$  выбирается на  $10 \div 30$  в ниже анодного напряжения, равного также  $+300$  в. Видиконы с разверткой быстрыми электронами находят малое применение в технике по сравнению с широко распространенными трубками с разверткой медленными электронами.

В видиконе сопротивление каждого элементарного объема мишени зависит от падающего на него светового потока. При неосвещенной мишени величина сопротивления фотопроводящего слоя одинакова по всему объему. Электроны развертывающего луча при подходе к мишени тормозятся до потенциала  $U_{cp} = +10 \div 30$  в. Так как при таком электрическом напряжении коэффициент вторичной эмиссии полупроводника оказывается меньше единицы, то потенциал мишени под электронным лучем будет почти равен потенциалу катода и разность потенциалов между передней и задней сторонами мишени окажется  $U_{cp}$ . При проектировании изображения на мишень проводимость элементарных объемов возрастет пропорционально освещенности и в толще мишени образуется *рельеф проводимости*, соответствующий освещенностям в передаваемом изображении. На поверхности фотосопротивления (мишени), обращенной в сторону электронного луча, образуется потенциальный рельеф; при этом происходит накопление положительных зарядов на мишени за время кадровой развертки. При последующем цикле развертки электронный луч компенсирует потенциальный рельеф мишени и доводит потенциал каждого элементарного участка на ее поверхности до потенциала катода. На нагрузочном резисторе  $R_n$  образуется видеосигнал, пропорциональный освещенности отдельных участков мишени.

Достоинством видикона является высокая разрешающая способность, чрезвычайная простота конструкции, малые габариты и вес, а также простота и удобство в эксплуатации. В настоящее время выпускаются видиконы различных габаритов и с различными спектральными характеристиками светочувствительности. К недостаткам их следует отнести повышенную по сравнению с суперортиконом инерционность и относительно малую светочувствительность. В табл. XIII приводятся общие данные о суперортиконах и видиконах отечественного производства, применяемых в астрономии.

4. Секон или секон-видикон впервые был разработан в 1963 г. в США. Системы таких трубок интенсивно разрабатываются и в других странах. В последнее время секон стал использоваться в наземной астрономии, а также при передаче изображений с лунной поверхности. По своей конструкции новая трубка напоминает суперортикон, но в ней используется принцип вторично-электронной проводимости. Секон состоит из трех узлов: секции переноса электронного изображения, мишени и секции развертки. В отличие от других трубок, в секоне ускоряющее напряжение в секции переноса увеличено до 5 или 10 кВ, в зависимости от материала и толщины мишени.

ТАБЛИЦА XIII

| Тип трубки    | Область спектральной чувствительности, $\text{мкм}$ | Освещенность на фотокатоде, $\text{лк}$ | Разрешающая способность в телевизионных линиях | Размер рабочей площади фотокатода, $\text{мм}$ | Отношение сигнала к шуму  |
|---------------|-----------------------------------------------------|-----------------------------------------|------------------------------------------------|------------------------------------------------|---------------------------|
| Суперортиконы |                                                     |                                         |                                                |                                                |                           |
| ЛИ 13         | 420—1100                                            | 1,5                                     | 600                                            | $24 \times 32$                                 | 12                        |
| ЛИ 17         | 420—700                                             | 0,1                                     | 625                                            | $24 \times 32$                                 | 14                        |
| ЛИ 211        | 420—700                                             | 5                                       | 625                                            | $24 \times 32$                                 | 15                        |
|               |                                                     | $5 \cdot 10^{-4}$                       | 400                                            | $24 \times 32$                                 | 1,2                       |
| ЛИ 213        | 420—700                                             | $0,1 \div 0,3$                          | 625                                            | $24 \times 32$                                 | 32                        |
|               |                                                     | 5                                       | 1000                                           | $24 \times 32$                                 | 18                        |
| ЛИ 214        | 420—700                                             | $5 \cdot 10^{-4}$                       | 550                                            | $24 \times 32$                                 | 1,5                       |
|               |                                                     | $5 \cdot 10^{-5}$                       | 300                                            | $24 \times 32$                                 | 1                         |
| Видиконы      |                                                     |                                         |                                                |                                                | Ток сигнала, $\text{мкА}$ |
| ЛИ 409        | 400—530                                             | 10                                      | 550                                            | $11,5 \times 11,5$                             | 0,05                      |
| ЛИ 410        | 450—600                                             | 8                                       | 800                                            | $18 \times 18$                                 | 0,16                      |
| ЛИ 412        | 620—750                                             | 1                                       | 550                                            | $11,5 \times 11,5$                             | 0,1                       |
| ЛИ 413        | 580—660                                             | 2                                       | 400                                            | $4,5 \times 6$                                 | 0,07                      |

Новым элементом в трубке является узел сложной мишени. Он состоит из тонкой пленки-подложки окиси алюминия толщиной  $500 \div 1000 \text{ \AA}$ , на которую нанесена сигнальная алюминиевая пластинка толщиной  $500 \text{ \AA}$ , и собственно мишени — пористого диэлектрического слоя KCl толщиной  $10 \div 20 \text{ мк}$ . Подложка и сигнальная пластина прозрачны для фотоэлектронов, а диэлектрический слой, наоборот, полностью их поглощает. Главной особенностью мишени со вторично-электронной проводимостью является ее способность не только накапливать, но и предварительно усиливать потенциальный рельеф в  $50 \div 100$  раз до его развертки электронным лучом в режиме медленных электронов. Секция развертки (считывания) подобна видиконной схеме с отдельной выравнивающей сеткой, установленной перед мишенью. Кроме этой сетки, на расстоянии  $200 \div 250 \text{ мк}$  помещается защитная сетка с потенциалом  $U_c = 15 \div 25 \text{ в}$  по отношению к катоду, предназначенная для предотвращения возможности перехода в режим считывания быстрыми электронами, что может нарушить работоспособность трубки.

Секон обладает высокой светочувствительностью, большим отношением сигнала к шуму, безынерционностью. Остаточные сигналы после одного кадра считывания не превышают  $3 \div 5\%$  максимальной их величины. Это обстоятельство не зависит от освещенности на фотокатоде  $E_\phi$  и сохраняется неизменным вплоть до  $E_\phi = 5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-4} \text{ лк}$ . Секон обладает способностью длительно накапливать и хранить до 10 часов световое изображение в виде потенциального рельефа на мишени. Подобными свойствами ни видикон, ни суперортикон не обладают. Качество изображения и светочувствительность секона зависят от технологии изготовления мишени. Этим следует объяснить пока еще малое распространение секонов в телевизионной технике и, в частности, в астрономии. В стадии разработки находятся некоторые другие передающие трубки, в частности, *кремникон* — видеоизмененный видикон с мозаичной мишенью из большого числа (300 тысяч) кремниевых фотодиодов.

**§ 37. Приемные электронно-лучевые трубки (кинескопы).** Выходным устройством телевизионной системы является *кинескоп* — электронно-лучевая трубка, в которой видеосигналы превращаются в световое изображение.

В кинескопе электронный прожектор образует тонкий электронный луч. Магнитной фокусирующей катушкой и системой анодов, находящихся под положительным потенциалом, электронный луч фокусируется в точку на люминесцирующем экране трубки. Экран имеет положительный потенциал в  $10 \div 25$  кВ по отношению к катоду электронного прожектора. Под действием высокого напряжения электроны ускоряются и бомбардируют экран, образуя на нем светящуюся точку, равную по площади элементу изображения. Отклонение электронного луча происходит под действием магнитных полей отклоняющих катушек, которые питаются пилообразными токами строчной и кадровой разверток, синхронизованных с пилообразными токами соответствующих разверток передающей трубки. На управляющий электрод подаются видеосигналы, которые модулируют интенсивность электронного луча, вследствие чего изменяется яркость свечения экрана. В результате модуляции луча видеосигналом и его отклонения в пределах кадра на экране воспроизводится световое изображение передаваемого объекта. Световая характеристика кинескопа, т. е. зависимость между яркостью свечения элемента изображения на экране от напряжения на его модуляторе, может быть представлена как

$$E_0 = C_1 U_c^\gamma,$$

где  $C_1$  — постоянное число,  $U_c$  — величина сигнала в вольтах,  $\gamma = 1,5 \div 2,5$  — показатель, зависящий от режима работы кинескопа.

В телевизионной аппаратуре применяются кинескопы с размером по диагонали от 50 мм до 65 см и углом отклонения луча от 70 до 110°. Для научных целей, и в частности, для астрономии, целесообразно применять специальные кинескопы с малым углом отклонения и плоским экраном, так как они обеспечивают минимальные геометрические искажения в изображении. В табл. XIV приводятся общие данные для специальных типов кинескопов, выпускаемых отечественной промышленностью.

ТАБЛИЦА XIV

| Тип кинескопа | Размер кадра, мм | Разрешающая способность в телевизионных строках | Яркость, нт | Напряжение на втором аноде, кВ |
|---------------|------------------|-------------------------------------------------|-------------|--------------------------------|
| 13ЛК2Б        | 85×85            | 625                                             | 35          | 4,5                            |
| 13ЛК3Б        | 75×100           | 900                                             | 35          | 10                             |
| 18ЛК2Б        | 100×100          | 1000                                            | 300         | 15                             |
| 23ЛК6И        | 124×170          | 1000                                            | 700         | 25                             |

Для регистрации изображения с экрана кинескопа может быть применено фотографирование. При этом следует учитывать некоторые особенности:

1. При стандартной черезстрочной развертке изображения 25 кадров в секунду выдержка при фотосъемке не может быть взята меньше  $1/25$  сек (т. е. однокадровой). Иначе на фотоснимке зарегистрируется только часть передаваемого изображения.

2. В случае фотосъемки подвижного объекта целесообразно применять однокадровую съемку с использованием электронного затвора, точно обеспечивающего выдержку в  $1/25$  сек. Описание такого затвора имеется в специальной литературе.

3. При фотосъемке изображения неподвижного объекта следует применять многокадровую выдержку ( $4 \div 10$  сек). В этом случае на фотоснимке суммируется  $100 \div 250$  кадров, что способствует снижению видности шумов и увеличивает различимость мелких деталей в изображении.

4. Фотографирование на фотопленку средней чувствительности 65 единиц ГОСТ объективом с относительным отверстием  $1 : 2,5$  обычно производится при освещенности светлых мест изображения на экране кинескопа, приблизительно равной  $30 \text{ лк}$ . Усиление освещенности в изображении, даваемое телевизионной системой, определяется отношением освещенности на экране кинескопа к освещенности на фотокатоде передающей трубки. Для суперортика ЛИ 214, например, в случае его использования для обнаружения слабых по яркости ( $E_{\phi} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ лк}$ ) изображений неподвижных объектов, усиление освещенности составит  $6 \cdot 10^4$ . При длительном накоплении (40 минут) потенциального рельефа на мишени специального суперортика (с мишенью из окиси магния) хорошее изображение может быть получено и при  $E_{\phi} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ лк}$ , а усиление освещенности в этом случае окажется равным  $6 \cdot 10^8$ .

5. При фотосъемке телевизионных изображений движущихся объектов светочувствительность системы снижается, примерно в  $100 \div 1000$  раз, в зависимости от скорости перемещения передаваемого изображения на фотокатод трубки. В этом случае сокращается полезное время накопления потенциального рельефа на мишени трубки, что и вызывает снижение величины выходного сигнала в телевизионной системе.

В заключение отметим, что хотя телевизионная техника в астрономии начала применяться сравнительно недавно, уже сейчас при ее помощи получен ряд интересных результатов при наблюдениях Солнца, Луны, планет, спектров слабых звезд и т. д., а также при изучении нестабильности звездных изображений, вызванной атмосферной турбулентцией.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. З в о р ы к и н В. К., М о р т о н Д. А., Телевидение, ИЛ, 1956.
2. К а ц н е л ь с о н Б. В., Л а р и о н о в А. С., К а л у г и н А. М., Электровакuumные электронные и ионные приборы. Справочник, «Энергия», 1970.
3. К о н д р а т ь е в А. Г., Л у к и н М. И., Техника промышленного телевидения, Лениздат, 1970.
4. К у п р е в и ч Н. Ф., Телевизионная техника в астрономии, Госэнергоиздат, 1958.
5. К у п р е в и ч Н. Ф., Изв. ГАО № 163, 1960.
6. К у п р е в и ч Н. Ф., Изв. ГАО № 175, 1964.
7. К у п р е в и ч Н. Ф., Изв. ГАО № 185, 1970.
8. О м е л ь я н е н к о Ю. И., А л е к с е е в К. А., К о н с т а н т и н о в с к и й А. Г., З а с с Л. В., А н т о н и ш е н В. З., Телевидение. Справочное пособие, «Техніка», Киев, 1971.
9. Ш у м и х и н Ю. А., Телевидение в науке и технике, «Энергия», 1970.

## ГЛАВА VII

### ВВЕДЕНИЕ

§ 38. **Задачи фотографической астрометрии.** Область применения фотографии в астрономии первое время носила общее название *астрофотографии*. Но вскоре фотографический метод стал применяться в астрономии так широко, что оказалось необходимым разделить области его приложения в астрофизике и в астрометрии. Под астрофотографией теперь понимают применение фотографического метода к астрометрическим задачам, т. е. *фотографическую астрометрию*. В астрометрии предметом изучения является направление светового луча, идущего от светила к наблюдателю. Сообразно с этим можно перечислить следующие основные задачи фотографической астрометрии: определение а) небесных координат светил — звезд, планет, искусственных спутников и т. п.; б) собственных движений звезд, звездных скоплений, планетарных туманностей и других небесных объектов; в) орбитальных движений в двойных и кратных звездных системах; г) тригонометрических параллаксов звезд. К важным частным задачам следует отнести определение эффекта Эйнштейна во время полных солнечных затмений.

Этот перечень задач ясно указывает на значение фотографической астрометрии для звездной астрономии, астрофизики и небесной механики. Например, собственные движения звезд дают возможность изучить кинематические и динамические характеристики Галактики, получить сведения о распределении в ней звезд по средним статистическим параллаксам и т. д. По сходным собственным движениям компонентов двойных звезд можно обнаружить физически связанные звездные пары. Тригонометрические параллаксы являются основой для определения других расстояний во Вселенной астрофизическими методами. Определяемые координаты больших и малых планет, комет, искусственных спутников и других тел в Солнечной системе служат необходимым наблюдательным материалом для исследований в небесной механике, для уточнения элементов орбит, изучения гравитационного поля Земли, для расчетов межпланетных полетов и т. п.

§ 39. **Преимущества и недостатки фотографического метода.** Основным преимуществом фотографической пластинки перед человеческим глазом, смотрящим в окуляр телескопа, является то, что снимки дают гораздо больше информации, чем визуальные наблюдения. Целый участок неба с громадным числом звезд разных величин, вплоть до самых слабых, может быть заснят одновременно. То обстоятельство, что все звезды на данной фотографии экспонируются в течение одного и того же промежутка времени, повышает точность определения их относительных положений. Эмульсия, кроме того, может быть чувствительна к лучам разных длин волн, вплоть до инфракрасных и ультрафиолетовых, которые глаз не видит.

Фотографический снимок представляет собой документ, хранящийся неопределенно долгое время, который можно использовать для разных целей. Например, негатив, полученный для определения положений

или параллакс звезд, может быть впоследствии использован для вывода собственных движений звезд. Старые снимки могут помочь и в других отношениях. Так, открытая фотографическим путем в 1930 г. планета Плутон была потом найдена на более ранних негативах, что позволило точнее вычислить ее орбиту.

Фотографический метод вытеснил визуальный метод наблюдений во многих задачах практической астрономии. Открытия новых малых планет и комет и определение их положений ведутся в настоящее время почти исключительно фотографическим способом. Годичные (тригонометрические) параллаксы звезд измеряются теперь только на фотопластинках. Сами наблюдения на астрографе просты, а измерения пластинок производятся в спокойной и удобной лабораторной обстановке.

Но положения звезд на снимках измеряются в прямолинейных координатах, выражаемых обычно в миллиметрах. Для превращения их в угловую меру и получения экваториальных координат необходимо знать для некоторых звезд на снимке их прямые восхождения и склонения, которые в конечном итоге определяются визуальными методами на меридианных инструментах. В этом заключается недостаток фотографической астрометрии. Собственные движения и расстояния звезд измеряются на фотоснимках относительно некоторой группы так называемых опорных звезд. Для того чтобы получить «абсолютные» собственные движения и параллаксы, отнесенные к неизменным направлениям в пространстве, надо тоже использовать меридианные наблюдения. Однако для определения абсолютных собственных движений фотография обладает возможностью использовать внегалактические объекты, которые можно считать практически неподвижными на небесной сфере в течение столетий. Об этом подробнее будет сказано в главе XIII.

Фотографические измерения очень тесных двойных звезд или близких к планетам спутников уступают визуальным наблюдениям на рефракторах, так как изображения таких соприкасающихся на снимке объектов оказываются непригодными для точных измерений.

**§ 40. Краткая история астрофотографии.** Дату изобретения фотографии обычно относят к 1839 г., когда Араго доложил на заседании Парижской Академии наук 19 августа об открытии Дагерром «скрытого изображения», что позволило значительно сократить выдержку при фотографировании. Араго предсказал большое значение этого открытия для астрономии. Уже несколько лет спустя были получены «дагерротипы» Солнца, Луны и ярких звезд. Первые снимки небесных объектов были, естественно, далеки от совершенства. Но уже в 1845 г. были получены фотографии солнечных пятен, а в 1850 г. Бонд-старший на Гарвардской обсерватории (США) получил при помощи 38-см визуального рефрактора удачный снимок Луны за 40 секунд и фотографии звезд Веги и Кастора за 100 секунд. Трудность получения небесных фотографий заключалась не только в малой чувствительности пластинок, но и в несовершенстве часовых механизмов, ведущих трубу.

Дальнейшее развитие фотографии привело к применению негативного изображения, получаемого на стеклянных пластинках, покрытых светочувствительным слоем, содержащим галоидные соли серебра. Разработанный в 1851 г. мокрый коллодионный способ вытеснил дагерротипию и стал с успехом применяться в астрономии. Именно этим способом Варрен де-ла-Рю получил прекрасные снимки Луны на 33-см рефлекторе с фокусным расстоянием в 3 м. Им же был сконструирован фотогелиограф, установленный в 1858 г. в Англии для систематического фотографирования Солнца. Второй такой инструмент был установлен спустя три года в России в Виленской обсерватории. Снимки полного солнечного затмения 18 июля 1860 г. позволили окончательно решить вопрос о реальном существовании солнечной короны (до этого было

распространено мнение, что явление короны вызывается земной атмосферой).

В 1867 г. Резерфордом (США) был изготовлен объектив диаметром в 29 см, ахроматизованный к синим лучам, к которым фотографическая эмульсия наиболее чувствительна. Были получены хорошие снимки Луны и Солнца, показавшие детали их поверхностей, а также фотографии Плеяд со многими звездами. Изобретение сухих бромо-желатиновых пластинок высокой чувствительности (80-е годы XIX в.) значительно продвинуло вперед применение фотографии в астрономии. Обращение с такими пластинками было гораздо проще, чем при мокром коллодионном способе. Стало возможным снимать слабые небесные объекты — кометы, туманности и т. п. Изображение хвоста кометы 1881 г. было отчетливо видно на протяжении 10 градусов от ядра. Снимок туманности Ориона, полученный на 90-см рефлекторе, показал такое обилие деталей, какое невозможно было увидеть глазом в телескоп.

Одной из первых попыток применения фотографии к астрометрии были снимки двойной звезды Мицара, полученные Бондом-младшим в 1857 г. мокрым коллодионным способом. Измерение 62 изображений дало расстояние и угол положения спутника относительно главной звезды в полном согласии с визуальными микрометрическими измерениями. В 1874 г. была сделана попытка сфотографировать прохождение Венеры по диску Солнца для определения его параллакса. Пулковская обсерватория организовала экспедицию в бухту Посыета на Дальнем Востоке во главе с астрофизиком Гасельбергом, имевшим в своем распоряжении фотогелиограф. Фотография впервые была применена Притчардом в Оксфорде в 1887 г. для определения параллакса двойной звезды 61 Лебеда. Хотя внутренняя точность измерений была высокой, параллакс оказался систематически больше его правильного значения. По-видимому, методика редукции фотографических измерений была еще недостаточно разработана. Лишь в 1894 г. английский астроном Тернер предложил свой классический метод обработки, широко применяемый до настоящего времени.

Многократные измерения положений звезд на фотографиях и сравнение с данными меридианных каталогов доказали, что фотографическая астрометрия может давать результаты высокой точности. Поэтому Д. Гилл, директор обсерватории мыса Доброй Надежды, предложил продолжить «Боннское обозрение» неба от параллели  $-23^{\circ}$  до южного полюса фотографическим методом. Работа была начата в 1885 г. и в течение шести лет намеченная область неба была дважды заснята на 613 пластинках площадью каждая в 36 кв. градусов. Весь материал был измерен и обработан в Гронингене Каптейном и его сотрудниками. Фотографический каталог положений 400 000 звезд до 10-й величины вышел в свет в 1900 г.

Важное значение для развития фотографического метода в астрометрии имели работы братьев Анри в Париже. Их исследования подкрепили идею о составлении фотографической карты всего звездного неба. В 1887 г. в Париже была созвана Первая международная астрфотографическая конференция, в которой видное участие приняла Пулковская обсерватория в лице ее директора О. Струве. Было принято решение о фотографировании однотипными астрографами всего неба для получения точных положений 2 миллионов звезд до  $12^m$ . Хотя Пулковская обсерватория непосредственно не участвовала в этой работе, получившей название «Карты неба», но она взялась провести ряд исследований по выяснению точности измерений и методов редукции звездных положений на снимках.

В 1893 г. в Пулкове при директоре Ф. А. Бредихине был установлен так называемый *нормальный астрограф* типа инструментов, предложенных братьями Анри для фотографирования «Карты неба». Через год такой же инструмент был установлен в Ташкенте, а в 1900 г. аналогичного типа астрограф, но



большого размера, был установлен в Москве. Эти три инструмента долгое время были основными фотографическими рефракторами в нашей стране.

Развитие фотографической астрометрии привело к использованию длиннофокусных инструментов (фокусное расстояние порядка 10 м) для измерений тригонометрических параллаксов и двойных звезд. С другой стороны, усовершенствование оптики позволило создать многолинзовые широкоугольные объективы, покрывающие на небе большие поля в десятки и более квадратных градусов без существенных искажений звездных изображений до самого края пластинки. Такие инструменты употребляются для составления каталогов положений звезд с гораздо большим успехом, чем предприятие «Карты неба», не завершенное полностью и до сих пор. Широкоугольные астрографы с небольшими фокусными расстояниями применяются для поисков малых планет и комет и для определения их приближенных координат. Подобные астрографы используются для фотографирования искусственных спутников, метеоров и других быстролетающих объектов. Первая малая планета, найденная фотографическим методом, получила порядковый номер 323. Она была открыта в 1891 г. М. Вольфом в Гейдельберге. Вскоре целый ряд обсерваторий включился в Международную службу фотографирования малых планет, в том числе Симеизская обсерватория в Крыму, которая некоторое время занимала второе место в мире по числу ежегодно вновь открываемых астероидов, главным образом благодаря трудам Г. Н. Неуймина и С. И. Белявского.

Следует отметить, что увеличивающаяся с каждым годом разность эпох со времени первых снимков поставила на очередь определение собственных движений звезд фотографическим методом. В этом направлении большую работу провела Пулковская обсерватория, особенно по выполнению плана Каптейна в избранных площадках неба. Основоположником отечественной фотографической астрометрии по праву считается Сергей Константинович Костинский (1867—1936), наблюдавший 40 лет на нормальном астрографе в Пулкове и создавший школу фотографической астрометрии в нашей стране. На Московской обсерватории П. К. Штернберг и С. Н. Блажко также развивали отечественную астрофотографию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Блажко С. Н., Уч. зап. МГУ, юбил. сер., вып. 58, 1940.
2. Воронцов-Вельяминов Б. А., Очерки истории астрономии в России, Гостехиздат, 1956.
3. Дейч А. Н., АЖ 13, 505, 1936.
4. Дейч А. Н., Сто лет Пулковской обсерватории, Изд-во АН СССР, 1945.
5. Дейч А. Н., Историко-астрономические исследования, III, Гостехиздат, 1957.
6. Дейч А. Н., Изв. ГАО № 176, 1965.
7. Козлов В. И., Тр. ТАО 5, 1935.
8. Куликовский П. Г., Павел Карлович Штернберг, «Наука», 1965.
9. Щеглов В. П., Тр. Ин-та истории естеств. АН СССР 5, 1955.
10. G r a f f К., Grundriss der Astrophysik, Lieferung 1, Verlag Teubner Leipzig—Berlin, 1928.

## ГЛАВА VIII

### АСТРОФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

§ 41. **Астрографы.** Большинство задач, решаемых методами фотографической астрометрии, требует применения рефракторов. Рефлекторы, в которых отсутствует хроматическая аберрация, употребляются обычно при фотографировании слабых объектов, когда необходима большая светосила инструмента. Основное преимущество линзовых объективов перед зеркалами заключается в их большей устойчивости по отношению к температурным и механическим влияниям и в сохранении этого свойства в течение длительных периодов времени. При смещении зеркала отраженное изображение смещается на двойной угол наклона, в то время как после преломления в линзе луч отклоняется примерно на половину угла поворота линзы. Поле, охватываемое рефрактором, обычно значительно больше поля зеркального телескопа. За последние годы, однако, были разработаны зеркально-линзовые системы Шмидта, Максутова и др., дающие хорошие изображения на сравнительно широком поле. Появились даже длиннофокусные рефлекторы с хорошо исправленным полем диаметром в полградуса для измерений тригонометрических параллаксов звезд до  $18^m$  и слабых спутников планет, недоступных рефракторам.

Инструмент для астрофотографических наблюдений представляет собой фотокамеру в соединении с визуальной трубой, называемой *ведущей трубой*, или *гидом*, которая служит для контролирования по звездам хода часового механизма. Вместо визуального гида за последнее время иногда употребляют фотоэлектрическое гидирование. Независимо от типа инструмента, фотографический рефрактор или рефлектор называют часто *астрографом*. В зависимости от поставленной задачи устройство астрографа может быть разнообразным, но, по существу дела, астрографы различаются фокусным расстоянием фотографической трубы. Астрографы можно грубо разделить на *короткофокусные* и *длиннофокусные*.

Считается, что короткофокусные астрографы имеют фокусное расстояние не более метра, а относительное отверстие около  $1 : 5$  и больше. Такова, например, двойная камера, созданная для патрулирования неба (поиски комет, малых планет, переменных звезд). Она имеет объективы диаметром  $10\text{ см}$  с фокусными расстояниями  $70\text{ см}$ . Покрываемое поле свыше ста квадратных градусов, но свободное от аберраций поле едва достигает половины всей площади. Для более быстро движущихся объектов употребляются короткофокусные астрографы с большой светосилой, чтобы успеть запечатлеть объект на снимке при очень коротких выдержках. Такова камера Абеле и Лапушки из Риги (рис. 136), имеющая 7-линзовый объектив диаметром  $20\text{ см}$  с фокусным расстоянием  $75\text{ см}$ , или еще более светосильная зеркально-линзовая камера Бекера—Нана (США) диаметром  $50\text{ см}$  и фокусным расстоянием  $50\text{ см}$ . Относительное отверстие ее  $1 : 1$ . Эти астрографы используются для фотографирования искусственных спутников Земли и космических ракет. Для фотографирования более ярких спутников и метеоров у нас получили распростра-

нение камеры НАФА-3с с диаметром объектива 10 см и фокусным расстоянием 25 см.

К длиннофокусным астрографам можно отнести двойной астрограф Крымской астрофизической обсерватории с объективами диаметром 40 см и фокусным расстоянием 160 см, на котором ведутся систематические наблюдения малых планет. За 1 час экспозиции получают астероиды до 17 зв. величины. Объективы покрывают поле в 100 кв. градусов. Более светосильный астрограф установлен в Алма-Ате. Это зеркально-линзовый телескоп системы Д. Д. Максудова с объективом диаметром 50 см и фокусным расстоянием 120 см. Покрываемое поле имеет  $6^\circ$  в поперечнике, аберрации исправлены до краев пластины. Получаемая предельная звездная величина  $19^m$ .

Менее светосильные астрографы с объективами диаметром 15—20 см и фокусными расстояниями около 2 м предназначаются в основном для определения точных координат звезд и планет. Таковы так называемые *зонные астрографы* (рис. 137), кроющие поле в 25 кв. градусов, выполнившие большую международную работу по перенаблюдению фотографическим путем зонных каталогов неба. Подобные астрографы, но покрывающие поля в 50 и 100 кв. градусов, употреблялись на обсерватории Йельского университета (США) для тех же целей. В Московской обсерватории в 1955 г. был установлен аналогичный инструмент отечественного производства с фокусным расстоя-

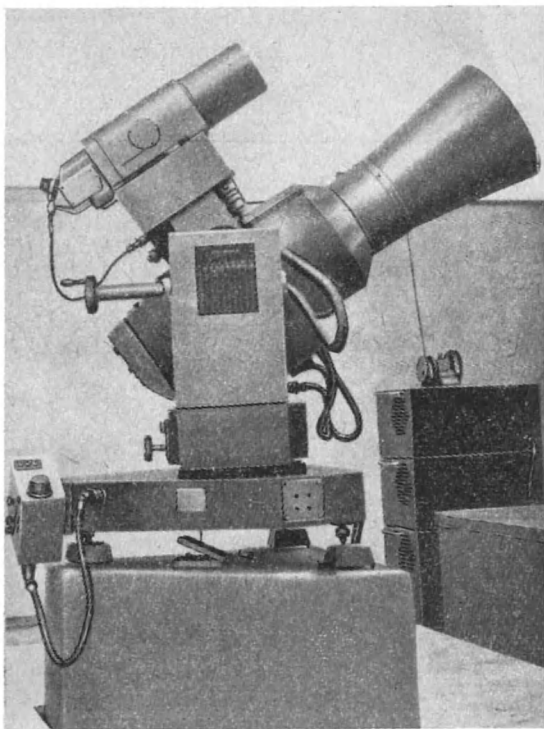


Рис. 136.

нием 239 см и относительным отверстием 1 : 10. На пластинках размером  $24 \times 24$  см фотографируется участок неба в 36 кв. градусов с хорошими изображениями звезд по всему полю. Наконец, на обсерватории близ Сантьяго (Чили) на станции Пулковской обсерватории в 1967 г. был установлен астрометрический зеркально-линзовый двухменисковый телескоп системы Д. Д. Максудова, изготовленный на Ленинградском оптико-механическом заводе (рис. 138). Главное его зеркало имеет диаметр 97 см, но входное отверстие (мениски) 70 см и относительное отверстие 1 : 3. Телескоп дает исключительно хорошие изображения на всем поле диаметром  $5^\circ$ . Предельная звездная величина получается  $20^m$ .

*Нормальные астрографы*, созданные в конце прошлого века для целей «Карты неба», до сих пор выполняют важную и ценную работу по определению точных положений планет, комет и других небесных тел, а также по измерению собственных движений звезд и звездных скоплений, хотя покрывают поле всего в 4 кв. градуса. Диаметр объектива астрографа равен 33 см и фокусное расстояние 346 см. Для избежания дифференциального гнутия между фотографической трубой и гидом последний имеет то же фокусное

расстояние и оба объектива заключены в одну общую трубу овального сечения, разделенную продольной перегородкой. Установленный в 1947 г. на Ликской обсерватории двойной астрограф имеет почти такое же фокусное расстояние (3,5 м), но его четырехлинзовые 50-см объективы кроют поле в 36 кв. градусов (рис. 139).

На некоторых обсерваториях, например в Москве, Киеве, Бухаресте, имеются астрографы с фокусными расстояниями от 5 до 7 м, которые с успехом выполняют основные астрофотографические наблюдения, включая изме-

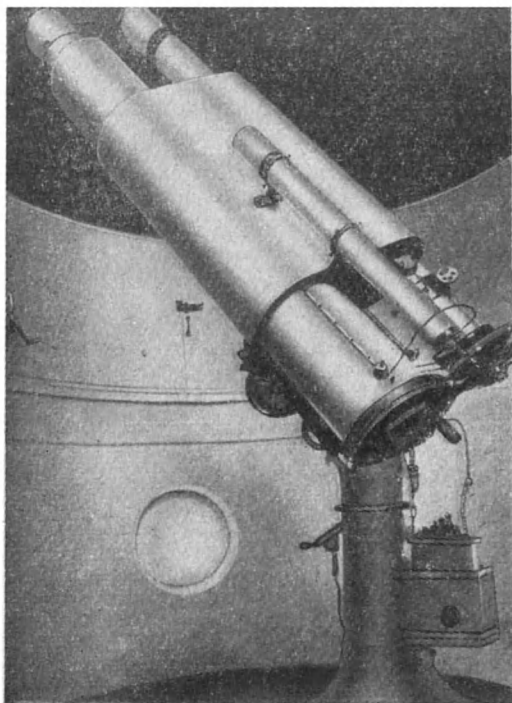


Рис. 137.

рения двойных звезд. Поле этих астрографов не превышает 4 кв. градусов. Самые длиннофокусные астрографы, в числе которых применяются и визуальные рефракторы, обладают фокусным расстоянием порядка 10 м с относительным отверстием около 1 : 15. Таков пулковский рефрактор с двухлинзовым визуальным объективом диаметром 65 см и фокусным расстоянием 10,2 м, покрывающий поле всего в 1 кв. градус (см. рис. 1 на стр. 12). При фотографировании употребляется желтый светофильтр перед фотопластинкой для уменьшения влияния атмосферной рефракции. Фотографирующая труба служит одновременно и гидом при помощи приспособленного на краю кассеты окуляра. Такое устройство позволяет исключать влияние дифференциального гнутия, появляющегося в течение экспозиции при наличии отдельной ведущей трубы. Основное назначение длиннофокусных астрографов — это определение годовых параллаксов звезд и орбитальных движений в двойных звездных системах.

Как упоминалось выше, в последние годы стали употребляться для астрометрических целей зеркальные телескопы с большим фокусным расстоянием, в которых хорошо исправлена кома, портившая изображения в старых рефлекторах. Так, в 1963 г. во Флагстаффе (США) был установлен астрометрический рефлектор с параболическим зеркалом из плавленного кварца диаметром 150 см и фокусным расстоянием 15 м. Оно дает практически свободное от аберраций поле диаметром полградуса, а при помощи коррекционной линзы, устанавливаемой перед фотопластинкой, поле увеличивается до 1°. Этот телескоп позволяет измерять параллаксы звезд до 18<sup>m</sup> (рис. 140).

Важное значение в устройстве астрографа имеет часовой механизм и вся передача его движения на часовую ось, которая должна вращаться плавно и без периодических ошибок. В противном случае изображения звезд на пластинке могут оказаться растянутыми, несмотря на исправления, которые вносит наблюдатель с помощью гида. Раньше часовые механизмы действовали при помощи гирь, а регулятором служили различного рода маятники, снабженные секундным контролем в более новых установках. В настоящее время распространены часовые механизмы, движимые электромотором, пи-

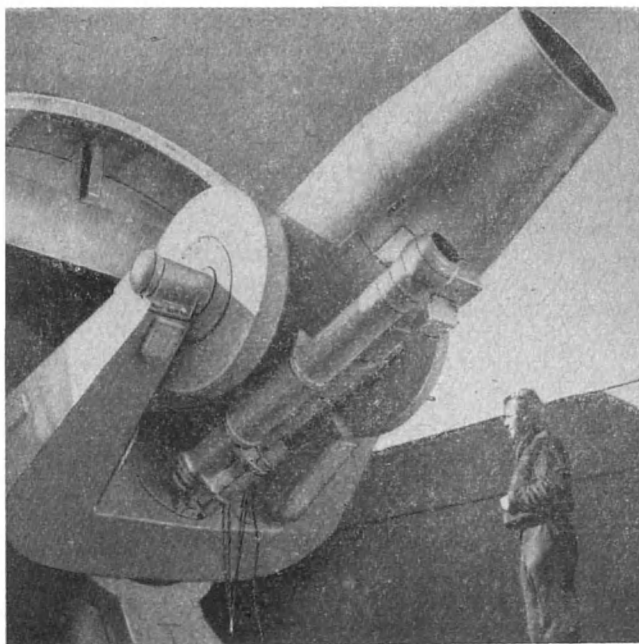


Рис. 138.

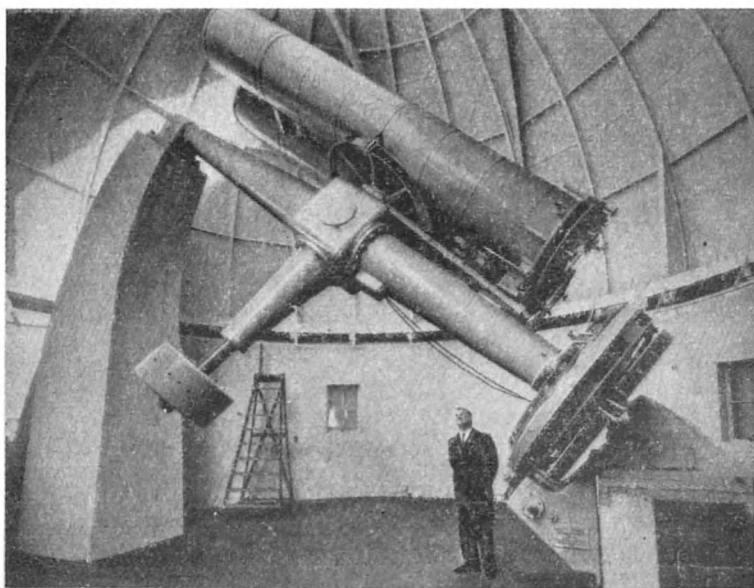


Рис. 139.

таемым через усилитель током, стабилизированным кварцевыми часами. Все же, несмотря на высокое качество современных часовых механизмов, фотографирование, особенно при длительных выдержках, надо проводить под контролем «ведущей» звезды. Чем больше фокусное расстояние астрографа,

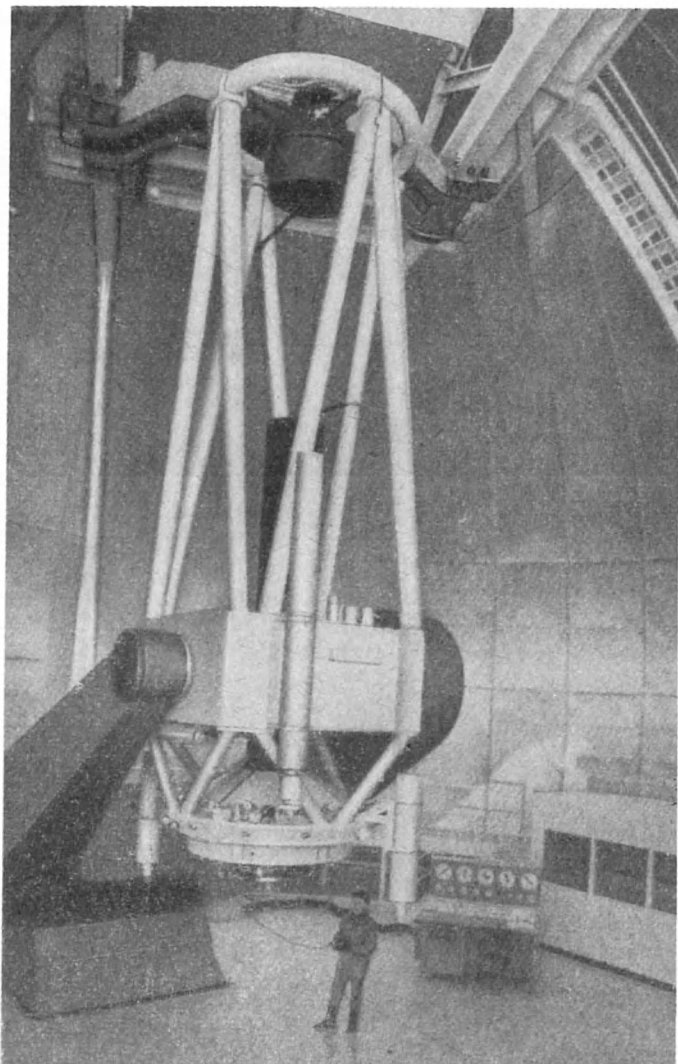


Рис. 140.

тем сильнее должно быть увеличение гида, чтобы быстрее заметить уход звезды с креста нитей в окуляре и привести ее на место. Должна иметься также возможность небольших смещений трубы по склонению для исключения влияний дифференциальной рефракции, гнутия трубы, неточности установки полярной оси астрографа и т. п.

Развитие электроники сделало возможным применение автоматических способов гидирования при помощи фотоэлементов, которые через усилители связаны с электромоторами движения трубы по обеим координатам. Предельная звездная величина ведущей звезды, пригодная для фотогида, зависит,

естественно, от диаметра объектива ведущей трубы. Практически для среднего гида с отверстием в 20 см фотоэлемент реагирует на звезду до 9<sup>m</sup>. Более подробное описание устройства часовых механизмов и фотоэлектрического гидирования дано в главе III. Мы не останавливаемся на описании различных типов установок астрографов, устройства затворов, кассетной части и других деталей, так как знание всего этого и умение обращаться с инструментом приходит во время практической работы.

Изменение длины трубы и фокусного расстояния астрографа в зависимости от температуры компенсируется передвижением кассеты относительно объектива так, чтобы изображения звезд всегда были в фокусе. Соответствующие отсчеты фокусировочной шкалы определяются по специальным снимкам, сделанным в разное время года при различных температурах. Для этой цели удобно снимать двойные звезды или следы звезд при неподвижной трубе. Из серии снимков, полученных в данный вечер при разных отсчетах фокусировочной шкалы, выбирают наиболее резкий.

Изменение фокусного расстояния астрографа меняет масштаб снимка, т. е. меру угловых единиц в линейной мере на пластинке (например, число секунд дуги в одном миллиметре). В основном это зависит от изменения радиусов кривизны линз объектива и показателя преломления стекла. Практика показала, что изменение масштаба снимка в зависимости от температуры незначительно, особенно для длиннофокусных астрографов. Для некоторых задач, например, измерения двойных звезд, нужно знать масштаб на пластинке с большой точностью. Способы его определения будут изложены в дальнейшем.

Рассмотрим вопрос об установке полярной оси инструмента параллельно оси мира. Ошибка в установке вызывает растягивание изображений звезд на пластинке, пропорциональное продолжительности выдержки. Пусть на небесной сфере (рис. 141)  $P$  — полюс мира,  $P'$  — инструментальный полюс, т. е. та точка, в которую направлена полярная ось инструмента,  $Z$  — зенит,  $K$  — звезда. Угол  $ZPK$  — часовой угол  $t$  звезды. Дуга  $PP' = s$  и позиционный угол  $ZPP' = p$  определяют положение инструментального полюса. Дуга  $PK = 90^\circ - \delta$  равна полярному расстоянию звезды, а дуга  $P'K = 90^\circ - \delta'$  равна расстоянию звезды от инструментального полюса. Угол  $KPP' = p - t$ . Из треугольника  $KPP'$  имеем

$$\sin \delta' = \cos s \sin \delta + \sin s \cos \delta \cos (p - t).$$

Будем считать, что первоначальная установка оси инструмента выполнена по азимуту и высоте каким-либо приближенным простым способом так, что величина  $s$  меньше одного градуса. Тогда ввиду малости этой дуги полагаем  $\cos s = 1$  и  $\sin s = s$ . Получаем

$$2 \sin \frac{\delta' - \delta}{2} \cos \frac{\delta' + \delta}{2} = s \cos \delta \cos (p - t).$$

Заменяем  $\cos \frac{\delta' + \delta}{2}$  через  $\cos \delta$  и  $\sin \frac{\delta' - \delta}{2}$  его дугой; тогда

$$\delta' - \delta = s \cos (p - t).$$

Так как для нас важна не сама разность  $\delta' - \delta$ , а ее изменение со временем, то, дифференцируя, получим

$$\Delta \delta' = s \sin (p - t) \Delta t. \quad (2.1)$$

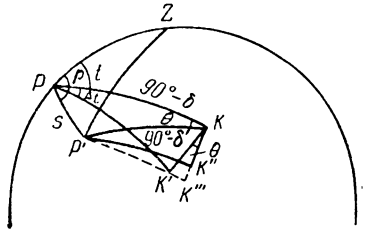


Рис. 141.

Таким образом, сдвиг звезды в поле зрения ведущей трубы по склонению  $\Delta\delta'$  или смещение ее изображения на пластинке за время  $\Delta t$  могут быть рассчитаны по формуле (2.1), где  $\Delta t$  выражено в радианах, а  $s$  и  $\Delta\delta'$  — в секундах дуги. Например, за 4 минуты времени, что в радианах равно 0,017, при  $s=10'$  и часовом угле звезды  $t=p-90^\circ$  получим  $\Delta\delta'=0',17=10'',2$ .

На рисунке 141 показано также, что за время  $\Delta t$  звезда от точки  $K$  перейдет в точку  $K'$ , а крест нитей перейдет из той же точки  $K$  в точку  $K''$ . Обозначив через  $\theta$  угол  $K'KK''$ , равный углу  $PKP'$ , видим, что сдвиг звезды относительно креста нитей по двум координатам будет:

$$\begin{aligned}\Delta\delta' &= K'K'' = KK' \sin \theta = \Delta t \cos \delta \sin \theta, \\ \Delta t' \cos \delta' &= K''K''' = KK'' - KK' = \\ &= KK' \cos \theta - \Delta t \cos \delta' = \Delta t (\cos \delta \cos \theta - \cos \delta').\end{aligned}$$

Значения для  $\sin \theta$  и  $\cos \delta \cos \theta$  найдем, применяя к элементам треугольника  $PKP'$  три формулы сферической тригонометрии и заменяя в дальнейшем в тригонометрических функциях угол  $\delta'$  на  $\delta$  там, где можно пренебречь вторыми порядками, ввиду того, что  $\sin s=s$  — величина малая. Тогда получим для смещения звезды от креста нитей

$$\left. \begin{aligned}\Delta\delta' &= s \sin (p-t) \Delta t, \\ \Delta t' \cos \delta' &= \sin \delta s \cos (p-t) \Delta t,\end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

где первое равенство повторяет формулу (2.1).

Исправляя при помощи ключей или клавиш смещение ведущей звезды в гиде, мы можем в первом приближении избежать растяжения изображений других звезд на пластинке. Но все же при недостаточно точной установке полярной оси, при длительных выдержках, при большом поле пластинки и высоких склонениях фотографируемой области неба (когда согласно формулам (2.2) разность часовых углов по полю снимка может быть большой) изображения звезд смещались бы по-разному, как бы вращаясь вокруг центральной звезды. Кроме того, пришлось бы ведущую звезду часто возвращать на крест нитей в окуляре, что вызывало бы общее растяжение изображений.

Можно рекомендовать следующий простой и эффективный способ установки полярной оси инструмента посредством последовательных наблюдений двух каких-либо звезд, одной вблизи меридиана, другой — в часовом угле около  $\pm 6^h$ . Никаких расчетов при этом производить не надо, а требуется лишь замечать смещение звезды от креста нитей в окуляре гида по о с к л о н е н и ю (которое не зависит от неправильного хода часового механизма) и добиваться прекращения этого смещения при помощи установочных винтов, наклоняющих и поворачивающих колонну инструмента и его полярную ось. Положение этой оси исправляют по азимуту до тех пор, пока звезда в меридиане не перестанет смещаться по вертикальной нити. Затем, наблюдая другую звезду вблизи первого вертикала, исправляют положение оси по высоте. После этого снова возвращаются к меридиональной звезде и т. д., пока звезды не перестанут сдвигаться с креста нитей в течение 5—10 минут или более. Из геометрических соображений ясно, что ошибка установки по высоте не скажется при наблюдениях в меридиане, в то время как ошибка по азимуту полностью отразится в них. Так как фотографирование обычно производится в небольших часовых углах, то установка по азимуту должна быть проведена особенно тщательно. Заметим еще, что выбор звезд при этом способе не требует знания их координат.

Существуют и другие способы ориентировки полярной оси астрографа, в частности, при помощи снимков околополюсных звезд. Такой метод описан



в статье В. Г. Фесенкова об исследовании камеры Цейса в Трудах ГАИШ за 1935 г. Фотографическую пластинку надо проявить и затем измерить, что значительно удлиняет время определения ошибок установки инструмента. Некоторые другие способы ориентировки полярной оси описаны в § 13 настоящего Курса.

Ошибка коллимации и неперпендикулярность оси склонения к полярной оси не влияют на растяжение изображений звезд на пластинке, так как при дифференцировании общей формулы установки инструмента, известной из Курса практической астрономии, эти ошибки исчезают как не зависящие от времени:

$$\delta' - \delta = s \cos(p - t) + \frac{1}{2}(i^2 + c^2) \operatorname{tg} \delta + ic \sec \delta + \Delta \delta,$$

где  $i$  — наклонность,  $c$  — коллимация.

Ошибки нуль-пунктов круга склонения и часового круга определяются по звездам с известными координатами  $\alpha$  и  $\delta$ . Если требуется сфотографировать область неба, в центре которой находится достаточно яркий объект, который можно увидеть в ведущую трубу, то, установив инструмент по отсчетам кругов и приняв во внимание поправки нуль-пунктов, мы должны увидеть наш объект у креста нитей. Когда фотографируемый объект виден невооруженным глазом, то навести на него трубу можно при помощи искателя, имеющего большое поле и небольшое увеличение. Искатель, естественно, устанавливается параллельно трубе астрографа. Перед каждым наблюдением рекомендуется проверить ход часового механизма по звездам и установить кассету с пластинкой в правильном фокусе объектива в зависимости от температуры. В настоящее время все движения трубы и ее установка в нужную точку неба совершаются автоматически при помощи соответствующих циферблатов, смонтированных на специальных пультах управления телескопом. Об этом сказано подробно в главе III.

**§ 42. Перпендикулярность пластинки к оптической оси.** Оптический центр. Под главной оптической осью или просто *оптической осью* астрографа мы понимаем прямую, проходящую через центры кривизны поверхностей линз объектива. Фотографическая пластинка может оказаться перпендикулярной к любой побочной оси объектива, но для наиболее удобного и простого решения астрометрических задач пластинку следует устанавливать перпендикулярно к главной оптической оси. Точка пересечения перпендикуляра, опущенного из второй главной точки объектива на плоскость пластинки, носит название *оптического центра*. Если пластинка перпендикулярна к главной оптической оси, то оптический центр близок к геометрическому центру пластинки. Тогда все аберрации объектива будут симметричны относительно центра пластинки. При заметной неперпендикулярности пластинки к главной оптической оси изображения звезд, далеких от центра, будут явно вне фокуса. Поэтому в качестве первого приближения фокусировочные снимки могут служить критерием правильного положения пластинки для широкоугольных астрографов.

Для сравнительно небольших полей достаточную точность дает так называемый «способ зрачка». В открытую с обеих сторон кассету на астрографе вкладывается прозрачная стеклянная пластинка, а на объектив надевается диафрагма с центральным малым отверстием. Диаметр отверстия с окулярного конца трубы должен представляться в виде светлой точки. Предполагается, что отверстие в диафрагме соответствует центру объектива, а геометрический центр пластинки можно отметить как пересечение ее диагоналей. Наблюдатель видит отражение своего зрачка от стеклянной поверхности пластинки, причем прямая, соединяющая зрачок с его отражением, перпен-

дикулярна к отражающей поверхности. Если на продолжении этой прямой видно отверстие диафрагмы, то пластинка перпендикулярна именно этому направлению. Наблюдатель отмечает чернильной точкой место перпендикуляра, т. е. положение оптического центра на пластинке, и если оно заметным образом отстоит от геометрического центра, то надо изменить наклон кассеты с пластинкой при помощи регулировочных винтов. На практике процедуру повторяют несколько раз с поворотом диафрагмы на  $180^\circ$ , чтобы исключить несовпадение отверстия с центром объектива. Зрачок глаза можно заменить дырочкой в картоне, через которую смотрит наблюдатель. Чтобы лучше выделить отражение дырочки в стекле, ее оттеняют на картоне черным крестом. Таким способом перпендикулярность пластинки к оптической оси устанавливается с точностью до  $1'$ , что для нормального астрографа соответствует  $1\text{ мм}$  на снимке. Не добиваясь точного совпадения оптического центра с геометрическим центром пластинки, можно измерить их взаимное расстояние. Сфотографировав в центре пластинки звезду и зная ее координаты, можно вычислить сферические координаты оптического центра. Таким образом, мы будем знать с тем или иным приближением, какому направлению в пространстве перпендикулярна наша пластинка.

Для больших полей, например, для поля  $5^\circ \times 5^\circ$  зонного астрографа, желательно знать положение оптического центра с большей точностью, скажем, до десятых долей минуты дуги. Предложенный для этого метод является техническим усовершенствованием способа зрачка. В кассету на астрографе вставляют специальную металлическую пластинку, в центре которой имеется перпендикулярная к ней зрительная трубка с микрометром. Нить микрометра наводят на края объектива, видимого в окуляр, и записывают отсчеты. Затем поворачивают пластинку на  $180^\circ$  вокруг оси трубки, вставляют в кассету и берут снова отсчеты. Составляют полусуммы первых и вторых отсчетов. Полуразность этих полусumm, умноженная на отношение фокусных расстояний астрографа и микроскопа, дает расстояние  $\Delta x$  оптического центра от геометрического центра пластинки. Аналогичным образом определяют расстояние  $\Delta y$ , повернув металлическую пластинку на  $90^\circ$ .

Существуют и другие способы определения положения оптического центра и установки пластинки перпендикулярно к оптической оси. В случаях рефлекторов и зеркально-линзовых телескопов наблюдатель смотрит со стороны объектива, а не окуляра. На объективный конец трубы надевается диафрагма с двумя симметричными относительно центра отверстиями. Источник света, помещенный у одного отверстия, после отражения зеркалом телескопа должен быть виден в другом отверстии, если зеркало перпендикулярно к оптической оси. Более точные результаты дают способы фотографирования звездных пар.

Пусть некоторая плоскость перпендикулярна к направлению  $CO$ , совпадающему с главной оптической осью трубы. Точку  $C$  принимаем за центр небесной сферы, радиус которой приравниваем фокусному расстоянию  $f$  объектива. Наша фотографическая пластинка наклонена к этой плоскости и перпендикулярна к другому направлению, касаясь сферы в другой точке, которая по определению есть оптический центр пластинки. Этот оптический центр может быть расположен в любом направлении от геометрического центра пластинки, но достаточно близко от него, так как мы рассматриваем вообще небольшие наклоны, порядка нескольких минут и не больше двух десятков минут дуги. Так как положение оптического центра нам не известно, то мы вынуждены искать проекции его расстояний на осях  $x$  и  $y$ , соответствующие прямому восхождению и склонению, от геометрического центра, положение которого определено в центре пластинки.

Выбираем пары звезд с угловыми расстояниями между ними, примерно равными половине поля пластинки (или меньше, учитывая при этом возмож-

ное влияние краевых аберраций) с соответствующей разностью координат по прямому восхождению при одинаковых по возможности склонениях недалеко от экватора и с соответствующей разностью координат по склонению при одинаковых по возможности прямых восхождениях. Такие пары выбрать из каталогов нетрудно. Желательно, чтобы звезды в паре были примерно одного цвета и одинакового блеска. Пара звезд фотографируется так, чтобы на первом снимке одна звезда была на краю пластинки, а другая в геометрическом центре. Второй снимок получаем после передвижения трубы так, чтобы звезда, которая была раньше на краю пластинки, попала теперь в геометрический центр, а бывшая ранее в центре звезда ушла бы на другой край пластинки.

На рисунке 142 изображения звезд на плоскости, перпендикулярной к  $CO$ , занимают места  $X_1$ ,  $X_2$  и  $X_3$ , причем угловое расстояние между звездами пары по этой координате равно  $\sigma_x$ . Изображения звезд на фотографической пластинке, имеющей наклон в этом направлении, обозначены малыми буквами  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_3$ . В точке  $O'_x$  на этой пластинке отмечена проекция оптического центра, а радиус сферы  $CO'_x$  перпендикулярен к плоскости, касающейся сферы в этой точке. Геометрический центр пластинки обозначен буквой  $O''$  и нашей целью является нахождение расстояния  $O'_x O''$  и угла  $\epsilon_x$  между направлениями  $CO'_x$  и  $CO''$ . Обозначим отрезки  $x_1 x_2$  через  $\Delta x_1$  и  $x_2 x_3$  через  $\Delta x_2$ . Из треугольника  $Cx_2 x_3$  находим

$$\frac{\Delta x_2}{Cx_2} = \frac{\sin \sigma_x}{\cos (\sigma_x + \epsilon_x)}.$$

Так как  $Cx_2 = f / \cos \epsilon_x$ , то, деля числитель и знаменатель правой части на  $\cos \sigma_x \cos \epsilon_x$  и разлагая в ряд до членов второго порядка относительно тангенсов малых углов, получим

$$\Delta x_2 = f \operatorname{tg} \sigma_x + f \operatorname{tg} \sigma_x \operatorname{tg}^2 \epsilon_x + f \operatorname{tg}^2 \sigma_x \operatorname{tg} \epsilon_x.$$

Аналогично из треугольника  $Cx_1 x_2$  имеем

$$\Delta x_1 = f \operatorname{tg} \sigma_x + f \operatorname{tg} \sigma_x \operatorname{tg}^2 \epsilon_x - f \operatorname{tg}^2 \sigma_x \operatorname{tg} \epsilon_x.$$

Беря разность двух точно измеренных на пластинке отрезков, получаем

$$\Delta x_2 - \Delta x_1 = 2f \operatorname{tg}^2 \sigma_x \operatorname{tg} \epsilon_x,$$

откуда

$$\operatorname{tg} \epsilon_x = \frac{\Delta x_2 - \Delta x_1}{2f \operatorname{tg}^2 \sigma_x}.$$

Ввиду малости числителя можно положить

$$\operatorname{tg} \sigma_x = \frac{\Delta x_1 + \Delta x_2}{2f}.$$

Тогда

$$\operatorname{tg} \epsilon_x = \frac{\Delta x_2 - \Delta x_1}{(\Delta x_1 + \Delta x_2)^2} \cdot 2f \text{ и } O'_x O'' = l_x = f \operatorname{tg} \epsilon_x = \frac{\Delta x_2 - \Delta x_1}{(\Delta x_1 + \Delta x_2)^2} \cdot 2f^2. \quad (2.3)$$

По другой координате, используя пару звезд по склонению, получим

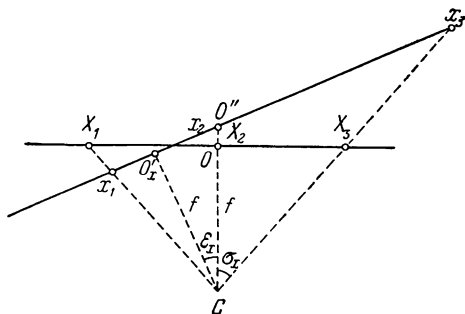


Рис. 142.

аналогично:

$$\operatorname{tg} \varepsilon_y = \frac{\Delta y_2 - \Delta y_1}{(\Delta y_1 + \Delta y_2)^2} \cdot 2f \quad \text{и} \quad O'_y O'' = l_y = \frac{\Delta y_2 - \Delta y_1}{(\Delta y_1 + \Delta y_2)^2} \cdot 2f^2. \quad (2.4)$$

Важно отметить, что в описанном способе не обязательно знать экваториальные координаты звезд.

**§ 43. Влияние недостатков объектива на качество изображений.** Астрофотография предъявляет высокие требования к качеству объектива. Об аберрациях оптических систем подробно сказано в главе I, поэтому мы ограничимся необходимыми замечаниями, имеющими отношение к астрометрической стороне вопроса. Все аберрации в 1ой или иной степени зависят от относительного отверстия  $A = D : F$ , где  $D$  — диаметр действующего отверстия астрографа,  $F$  — его фокусное расстояние, и от угла  $\omega$  — наклона луча к главной оптической оси инструмента.

*Сферическая аберрация* достаточно хорошо исправляется уже в двухлинзовых объективах и на всем поле пластинки одинакова, так как не зависит от угла наклона лучей. Она дает симметричные изображения звезд. Остаточный кружок рассеяния в хороших объективах очень мал. Например, для пулковского нормального астрографа диаметр изображения звезды, даваемый остаточной сферической аберрацией, равен всего  $0'',2$ . Сферическая аберрация в первом приближении пропорциональна  $A^3 \omega^0$ . Здесь, как и в дальнейшем, это первое приближение не может относиться ко всякой сложной оптической системе, но оно дает практически правильное выражение для приближенного представления аберраций объектива.

*Кòма* в первом приближении исправляется и в двухлинзовом объективе, но вследствие остаточной кòмы изображения звезд с удалением от центра поля получают «кометообразный» вид с ядром почернения, обращенным обычно к центру пластинки. Так как асимметрия плотности почернения зависит от блеска звезды, то более яркие звезды будут видимым образом смещены по отношению к более слабым. Теоретически следует наводить нить микрометра на центр почернения изображения, но практически всегда получается ошибка в сторону геометрического центра изображения звезды. Смещение наводки в первом приближении пропорционально удалению звезды от центра пластинки и может быть учтено изменением масштаба, так как кòма пропорциональна  $A^2 \omega$ . Но для звезд разного блеска влияние кòмы различно и ошибка будет вида «уравнения блеска», о которой придется не раз говорить в нашем курсе. Таким образом, кòма оказывается одной из самых неприятных аберраций при астрометрических измерениях.

*Астигматизм* рассматривается вместе с *кривизной поля*. Последняя характеризует поверхность наилучшей фокусировки между двумя другими поверхностями, соответствующими меридиональному и сагиттальному сечениям пучка лучей. Изображения звезд получаются при этом симметричными, в виде крестиков в размытых кружках. Плоская фотопластинка, пересекая астигматические поверхности, оказывается в фокусе того или иного пучка лучей, и потому изображения могут быть более растянутыми то в одном, то в другом направлении. Получается так, что по всему полю, особенно на краях, вид звезд несколько различен. Одни и те же звезды на двух пластинках, полученных при разной фокусировке, могут иметь различный вид, что вредит точности определения собственных движений. Астигматизм пропорционален  $A \omega^2$ .

*Дисторсия* не деформирует изображений звезд, но искажает геометрически правильную центральную проекцию сферы на плоскость. Точечные в идеале изображения звезд проектируются объективом не по тому направлению, по которому луч света падал на объектив. Известны два вида дистор-

сии, когда прямые линии прямоугольной сетки искажаются в виде «подушки» (положительная дисторсия) или в виде «бочки» (отрицательная дисторсия). В первом приближении дисторсия пропорциональна  $A^0 \omega^3$ . Но в действительности она может выражаться более сложной зависимостью и быть не симметричной по всему полю. На практике она исследуется обычно в виде функции третьей степени угла наклона лучей. Получаемые таким путем поправки за искажение проекции вводятся в измеренные положения звезд на пластинке.

*Хроматическая аберрация*, от которой свободны чисто зеркальные телескопы (но не зеркально-линзовые), не может быть полностью исправлена в рефракторах, особенно в двухлинзовых объективах. Эта аберрация рассматривается двояко, как *хроматизм положения* и как *хроматизм увеличения*. Первый вид хроматизма пропорционален  $A\omega^0$ , т. е. не зависит от угла наклона лучей и представляет собой обычную остаточную хроматическую аберрацию, вследствие которой изображения звезд получаются в виде кружков, диаметры которых растут с увеличением блеска звезд. Хроматизм же увеличения заключается в том, что при совпадении в одном и том же фокусе лучей разных длин волн, фокусные расстояния их не равны друг другу, так как задние гауссовы точки лежат в оптической системе в разных местах на оси. Звездные изображения получаются в виде радиально растянутых спектров. Звезды различных спектральных классов оказываются на разных расстояниях от центра пластинки (из-за разных эффективных длин волн), хотя на самом деле их угловые расстояния на небе одинаковы. Так как более яркие звезды относятся в среднем к более раннему спектральному классу, чем более слабые, то вычисленный на пластинке масштаб по ярким и слабым звездам может оказаться различным. Хроматизм увеличения пропорционален  $A^0 \omega$ .

В заключение отметим *ошибку центрировки* линз или зеркал оптической системы. Неправильная центровка создает асимметрию в распределении света в кружке изображения звезды. Проистекающая отсюда ошибка во взаимных расположениях звезд на пластинке будет зависеть от их блеска. Более яркие звезды дадут передержанные изображения, где центр почернения будет лучше совпадать с геометрическим их центром, чем у слабых звезд, у которых запечатлется лишь более освещенная часть изображения. Ошибку центрировки можно определить по снимкам звезд в двух положениях трубы относительно колонны инструмента. Объектив при этом повернется на  $180^\circ$ . Каждая звезда даст по два изображения, близко расположенные друг к другу, если после поворота инструмента повернуть кассету или пластинку в кассете тоже на  $180^\circ$ . В разность положений между изображениями ярких и слабых звезд ошибка центрировки войдет удвоенной. В результате можно построить зависимость этой разности от звездной величины в виде *уравнения блеска*.

**§ 44. Определение дисторсии объектива.** Методом широких звездных пар, описанным в § 42, можно воспользоваться для определения дисторсии, но для этого надо сделать еще хотя бы один снимок. На рис. 143 буквами  $a$  и  $b$  обозначены звезды пары, а индексы при них указывают номер снимка. Обозначим через  $f$  фокусное расстояние объектива,  $\sigma$  — угловое расстояние между звездами пары по данному направлению,  $d$  — коэффициент дисторсии,  $m$  — отношение отрезка от звезды до геометрического центра пластинки ко всему отрезку между звездами пары на третьем снимке, расположенном между двумя крайними снимками. Имея три фотографии широкой пары, тщательно измеряем отрезки  $\Delta x_1 = a_1 b_1$ ,  $\Delta x_2 = a_2 b_2$ ,  $\Delta x_3 = a_3 b_3$ , которые приравниваем:

$$\left. \begin{aligned} \Delta x_1 &= f \operatorname{tg} \sigma + d (f \operatorname{tg} \sigma)^3 - f \operatorname{tg} \varepsilon \operatorname{tg}^2 \sigma, \\ \Delta x_2 &= f \operatorname{tg} \sigma + d (f \operatorname{tg} \sigma)^3 + f \operatorname{tg} \varepsilon \operatorname{tg}^2 \sigma, \\ \Delta x_3 &= f [\operatorname{tg} m \sigma + \operatorname{tg} (1 - m) \sigma] + d f^3 [\operatorname{tg}^3 m \sigma + \operatorname{tg}^3 (1 - m) \sigma] + \\ &\quad + f \operatorname{tg} \varepsilon [\operatorname{tg}^2 m \sigma - \operatorname{tg}^2 (1 - m) \sigma]. \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

Мы полагаем дисторсию симметричной относительно геометрического центра пластинки и ограничиваемся ее кубическим членом в функции координат. В формулах (2.5) приписаны главные члены, зависящие от наклона пластинки, которыми можно пренебречь, если наклон предварительно сведен до минимума. В противном случае его можно найти из первых двух уравнений и ввести соответствующую поправку в третье уравнение.

Итак, для определения дисторсии мы берем полусумму первых двух равенств (2.5) и вычитаем из нее третье:

$$\frac{\Delta x_1 + \Delta x_2}{2} - \Delta x_3 = f [\operatorname{tg} \sigma - \operatorname{tg} m\sigma - \operatorname{tg} (1-m)\sigma] + \\ + df^3 [\operatorname{tg}^3 \sigma - \operatorname{tg}^3 m\sigma - \operatorname{tg}^3 (1-m)\sigma].$$

Разлагая тангенсы углов в ряды до членов третьей степени включительно и произведя очевидные сокращения, получим

$$\frac{\Delta x_1 + \Delta x_2}{2} - \Delta x_3 = df^3 3\sigma^3 m(1-m) + f\sigma^3 m(1-m),$$

откуда коэффициент дисторсии оказывается равным

$$d = \frac{(\Delta x_1 + \Delta x_2)/2 - \Delta x_3}{3f^3 \sigma^3 m(1-m)} - \frac{1}{3f^2}. \quad (2.6)$$

Здесь вместо  $f\sigma$  можно написать  $\Delta x_3$  и, таким образом, вовсе не знать угловое расстояние между звездами пары на небесной сфере. Последний член в формуле (2.6) объединяет редукции на сферу измеренных отрезков (раз-

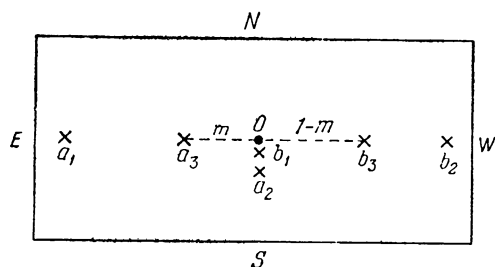


Рис. 143.

ницу между тангенсом и дугой) в совокупном влиянии на коэффициент дисторсии. Как видно, он зависит только от фокусного расстояния объектива. Аналогичным образом можно получить значение дисторсии по любому другому направлению на пластинке, проходящему через ее центр. Обычно ограничиваются двумя направлениями — по  $\alpha$  и по  $\delta$ . При  $m=1/2$  коэффициент  $3m(1-m)$  равен  $3/4$ . Если отношение отрезков  $m=1/3$ ,

то он равен  $2/3$ . Таким образом, нет необходимости помещать средний отрезок строго симметрично относительно центра пластинки, а довольствоваться приближенным средним положением.

При измерении отрезков в миллиметрах коэффициент  $d$  получается тоже в мм на  $1 \text{ мм}^3$ . Зная масштаб снимка, переводим его в секунды дуги на градус в кубе. Для зонного астрографа, например  $d = -0,77 \cdot 10^{-8} \text{ мм/мм}^3$  или  $-0,036$  на градус в кубе. При размерах поля  $5^\circ \times 5^\circ$  дисторсия достигает  $1''$  на краю пластинки. Для камер НАФА-Зс/50 коэффициент дисторсии  $d = -0,12 \cdot 10^{-6} \text{ мм/мм}^3$  или  $-0,035$  на градус в кубе. На расстоянии  $10^\circ$  от центра поля дисторсия достигает  $35''$ .

Существуют и другие способы определения дисторсии. Для всестороннего ее изучения, без предположения о ее симметрии и кубического закона, следует иметь фотографию поля звезд с хорошо известными их координатами. Уклонения измеренных координат от вычисленных по каталогам позволят найти дисторсию по всему полю. Однако такая трудоемкая работа вряд ли может дать высокую точность из-за ошибок каталожных положений. Поэтому дифференциальный метод широких пар следует предпочесть.

**§ 45. Проницающая сила астрографа.** Влияние атмосферы на качество изображений. Проницающая сила астрографа характеризует его способность получать на снимке при той или иной выдержке предельно слабую для каждой выдержки звездную величину. В первом приближении проницающая сила зависит от площади объектива, так что для звезд она пропорциональна квадрату действующего отверстия. На самом деле зависимость оказывается более сложной, так как имеют значение оптические качества объектива, чувствительность используемых пластинок, атмосферные условия, выбранная система звездных величин и т. п. Поэтому проницающая сила астрографа является величиной сугубо эмпирической, определяемой опытным путем для каждого инструмента при средних условиях наблюдения.

Согласно известному закону почернение изображения звезды на пластинке зависит от интенсивности источника света  $I$  и от выдержки  $t$ , причем

$$It^p = \text{const},$$

где показатель  $p$  зависит от сорта эмульсии и равен обычно 0,8, т. е. несколько меньше единицы. Применяя этот закон к двум каким-либо звездным величинам  $m_1$  и  $m_2$ , получаем

$$\left(\frac{t_2}{t_1}\right)^p = 2,512^{m_2 - m_1}, \quad (2.7)$$

откуда ясно, что с увеличением выдержки в 2,512 раза мы выигрываем 0,8 звездной величины. Практически можно сказать, что одна звездная величина выигрывается с каждым утроением выдержки. Поэтому получается, что с течением времени нарастание звездных величин на снимке сначала идет быстро, а затем все медленнее. Например, если при часовой выдержке получаются звезды  $15^m$ , то надо экспонировать три часа, чтобы получить звезды  $16^m$ . Но при долгих выдержках начинает играть роль яркость фона ночного неба, которая вуалирует пластинки тем сильнее, чем больше относительное отверстие астрографа. Слабосветящиеся объекты, поверхностная яркость которых составляет меньше 2% яркости ночного неба, не могут быть сфотографированы обычным образом ни при какой выдержке, так как не будет достаточной контрастности для выделения их на фоне небесной вуали. Кружок предельного изображения звезды можно рассматривать как маленькую засвеченную поверхность на пластинке. Поэтому и для звезд существует максимальная выдержка, выше которой нельзя будет получить выигрыш в звездных величинах. Ниже мы даем примерный расчет таких выдержек в зависимости от относительного отверстия  $A$  при средней чувствительности фотографической эмульсии:

|                  |                 |                |                 |                 |
|------------------|-----------------|----------------|-----------------|-----------------|
| $A$              | 1 : 2           | 1 : 5          | 1 : 10          | 1 : 20          |
| $t_{\text{max}}$ | 20 <sup>m</sup> | 3 <sup>h</sup> | 14 <sup>h</sup> | 70 <sup>h</sup> |

Самая слабая звездная величина, различимая на фотопластинке при предельно долгой выдержке, оказывается для метрового рефрактора около  $22-23^m$ . Примерно такая же предельная величина получается на 5-м зеркальном телескопе, установленном на горе Паломар в Калифорнии, но, естественно, за более короткое время. Следует отметить, что для точных астрометрических работ на астрографах длинных выдержки не пригодны, так как с увеличением часового угла растут сопутствующие ему ошибки, меняется температура, зенитное расстояние и гнутые трубы и вообще условия наблюдения. Для получения хороших результатов пределом является двухчасовая выдержка и даже часовая, если нет необходимости в особых снимках.

На качество изображений оказывает заметное влияние не с п о к о й : с т в и е в о з д у х а, образование воздушных линз, дымка, туман, роса.

При плохой прозрачности, дымке и проходящих облаках вокруг изображений звезд на пластинке образуются ореолы. Для предохранения объективов от росы на конец трубы надевают насадку (росянку), длиной, примерно равной диаметру объектива. Перед началом наблюдений заблаговременно открывают люки и проветривают башню, чтобы температура внутри павильона сравнялась, по возможности, с температурой наружного воздуха. В Пулкове в астрофотографии оценка качества изображений звезд производится по пятибалльной шкале: 5 — когда в гид видны целые дифракционные кольца и резкое ядро, 4 — менее резкое ядро и разорванные кольца, 3 — дифракционных колец не видно, но изображения довольно отчетливые, 2 — изображения размытые, 1 — изображения сильно размытые, меняющие свою форму. Попутно записываются в журнал наблюдений отметки спокойствия изображений и качественные оценки прозрачности. Образование воздушных линз меняет коэффициент преломления воздуха на пути следования луча света, отклоняя его в сторону. В один и тот же момент лучи от разных звезд или разных частей протяженного объекта, например, Солнца, при фотографировании которого применяются моментальные выдержки, могут сдвинуться в разные стороны, и изображения отдельных частей солнечной поверхности наложатся одно на другое.

Мерцание звезд вызывает увеличение диаметра их изображений на снимке, особенно для длиннофокусных астрографов. При плохих условиях наблюдений, не говоря о ветре, раскачивающем трубу, амплитуда колебаний достигает нескольких секунд дуги. Для наиболее спокойного состояния атмосферы она уменьшается до десятых долей секунды. Кроме мерцания с короткими периодами, происходят случайные отклонения луча, которые длятся несколько секунд и более. Если такие отклонения значительны и различны для разных частей снимка, то при коротких выдержках взаимные расстояния звезд на пластинке могут оказаться искаженными. Следы звезд, получающиеся на фотопластинке при неподвижной трубе, дают наглядное представление о колебаниях в атмосфере.

**§ 46. Фотографическая пластинка.** В астрофотографии обычно используют стеклянные пластинки и реже пленки ввиду того, что стекло, в отличие от пленки, не деформируется в процессе обработки и допускает возможность более точных измерений. Толщина стекла колеблется от 1,5—2 мм для обычных пластинок до 5—6 мм для пластинок большого формата (во избежание прогиба). Поверхность стекла должна быть плоской, чтобы изображения звезд не были внефокальными (в некоторых редких случаях тонкие стеклянные пластинки изгибают для совпадения с кривой фокальной поверхностью специальных зеркальных телескопов). Кроме того, отклонения от плоскости дадут ошибочные положения звезд на пластинке. Эти ошибки будут пропорциональны отклонениям от плоской поверхности, умноженным на тангенс угла наклона луча к главной оптической оси. Например, если отклонение от плоскости равно 0,03 мм, а угол наклона луча  $2^{\circ},5$ , то ошибка в положении звезды будет 0,0013 мм. Для зонного астрографа при масштабе 100" в миллиметре это даст 0",13 на краю поля. Поэтому для работ высокой точности предпочитают шлифованное и полированное стекло типа зеркального.

Для измерений малых смещений звезд (собственных движений, параллаксов и т. п.) на паре снимков, фотографируют в некоторых случаях одну из пластинок «сквозь стекло», т. е. поворачивают ее задней поверхностью к объективу, предварительно смыв противоореольный слой. Сложив обе пластинки слой к слою эмульсией, измеряют разности координат между изображениями одних и тех же звезд. Возникает вопрос о б у к л о н е -



нии луча, прошедшего сквозь пластинку. На рис. 144  $l$  — толщина пластинки,  $\varphi$  — угол падения луча,  $\varphi'$  — угол преломления. Сторона  $AC = l \operatorname{tg} \varphi$ , сторона  $AD = l \operatorname{tg} \varphi'$ . Тогда смещение изображения будет

$$DC = \Delta = l \operatorname{tg} \varphi \left( 1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi} \right).$$

Вводя показатель преломления стекла  $n = \sin \varphi / \sin \varphi'$  получим окончательную формулу

$$\Delta = l \operatorname{tg} \varphi \left( 1 - \frac{\cos \varphi}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \right). \quad (2.8)$$

При малых  $\varphi$  смещение будет пропорциональным расстоянию звезды от оптического центра, т. е.

$$\Delta = l \operatorname{tg} \varphi \frac{n - 1}{n}.$$

Полагая  $n = 3/2$ , имеем  $\Delta = 1/3 l \operatorname{tg} \varphi$ . При толщине стекла  $l = 2$  мм получим  $\Delta = 0,2$  мм на минуту дуги.

Рассмотрим влияние свилей внутри стекла. Толщина свили порядка десятых долей миллиметра, показатель преломления свили редко может отличаться от такового для стекла более чем на единицу третьего знака. Продифференцируем формулу (2.8) по  $n$ :

$$d\Delta = nl \sin \varphi (n^2 - \sin^2 \varphi)^{-3/2} dn,$$

откуда получаем

$$dn = \frac{d\Delta (n^2 - \sin^2 \varphi)^{3/2}}{nl \sin \varphi}. \quad (2.9)$$

Пусть свиль будет расположена под углом  $45^\circ$  к падающему лучу, хотя обычно, когда стеклянные листы при изготовлении раскатываются, свили располагаются более или менее параллельно поверхности стекла. Примем толщину свили равной 0,2 мм. Допустим, что смещение изображения звезды  $d\Delta$  не более 0,001 мм. Подставив эти значения в формулу (2.9), получим, что изменение коэффициента преломления, превышающее обычное, можно допустить до единицы второго знака, т. е. влиянием свилей на положение звезды на снимке сквозь стекло можно пренебречь, что оправдывается на опыте.

Обратимся к ошибкам светочувствительного слоя пластинки и прежде всего рассмотрим вопрос об устойчивости положения эмульсии на стекле. Может возникнуть мысль, что после химической обработки негатива и его промывки, когда разбухшая желатина увеличивает свою толщину раз в десять, эмульсия после высыхания не примет своего прежнего положения на стекле. Однако многочисленные исследования показали, что смещения слоя, как правило, не превышают нескольких десятых долей микрона. На краях пластинки они больше и могут достигать 2—3 мк, а иногда и более. Факт крайней устойчивости бромо-желатиновой эмульсии на пластинке является краеугольным камнем, на котором покоится фотографическая астрометрия.

Неравномерная толщина эмульсионного слоя может вызвать ошибки того же характера, как и рассмотренное выше отклонение стеклянной поверхности от плоскости. Но в несравненно большей степени положение объекта на пластинке зависит от так называемой *зернистости* светочув-

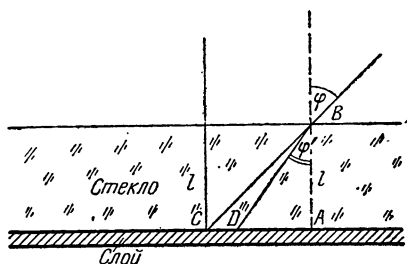


Рис. 144.

ствительного слоя. Дело в том, что светочувствительное галоидное серебро находится в желатине в виде зерен, представляющих собой микроскопические кристаллы диаметром в среднем около полумикрона (т. е. порядка длины волны света) и толщиной примерно в  $1/7$  своего поперечника. В эмульсионном слое плоскости кристаллов располагаются в общем параллельно поверхности пластинки. Толщина слоя эмульсии около 0,03 мм. В 1 мм<sup>2</sup> слоя находится несколько десятков миллионов зерен галоидного серебра. Их распределение по размерам различно в разных по чувствительности сортах эмульсии. Известно, что более чувствительные эмульсии имеют более крупные зерна. После проявления зернистость эмульсии несколько увеличивается за счет сгущивания отдельных мелких зерен в группы. Разные проявители действуют в этом отношении несколько различно, хотя опыт показал, что большой разницы не обнаруживается. Зернистость эмульсии особенно сказывается на точности измерений недодержанных изображений слабых звезд, туманностей и других объектов. Случайная группировка зерен может вызвать смещение недодержанного изображения.

Хорошо известен факт *фотографического расширения изображения*, происходящего от многих причин, в частности от рассеяния света в эмульсии, механизм которого до сих пор не вполне ясен. Как бы ни был мал источник света, его изображение всегда получается значительно больше поперечника зерна эмульсии. Для обычных сортов пластинок диаметр минимального кружка изображения равен 20—30 мк, т. е. почти в 50 раз больше поперечника зерна. С увеличением выдержки и блеска звезды диаметр ее изображения растет, так как начинают все более сказываться ореолы атмосферного происхождения и аберрации объектива, особенно хроматическая аберрация.

При очень продолжительных выдержках для ярких объектов может наступить явление *соляризации*, т. е. обращение негативного изображения в позитивное. В таких случаях в центре диска изображения звезды может появиться белая точка. Вокруг изображения звезды появляется ореол вследствие отражения лучей от задней поверхности стекла. Во избежание появления ореолов пластинку с задней стороны покрывают поглощающим свет составом, который смывается при проявлении, фиксировании и промывке. Ясно, что при снимках «сквозь стекло» *противоореольные пластинки* не могут быть использованы. Надо предварительно смыть защитный слой.

Температура во время экспозиции не оказывает заметного влияния на свойства фотоэмульсии, в то время как увеличение влажности может снизить ее чувствительность. Обыкновенная фотографическая эмульсия чувствительна преимущественно к синим лучам, но для некоторых астрометрических целей выгоднее употреблять пластинки, очувствленные к желтым и даже красным лучам (см. главу IV).

Имеется много различных сортов проявителей, но все они действуют более или менее одинаково, так что в астрофотографии употребляют довольно стандартные рецепты. Время проявления обычно 6—8 минут при температуре проявителя 18° С. При более продолжительном проявлении или более высокой температуре следует опасаться вуалирования пластинок. Проявитель должен полностью покрывать пластинку и во время проявления надо все время вкруговую покачивать кювету, особенно в первые минуты, так как в самом начале процесс восстановления металлического серебра протекает наиболее интенсивным образом, а отработанные части проявителя должны заменяться свежими. Время фиксирования пластинок около 15 минут, и покачивать кювету при этом также полезно. Сейчас стремятся автоматизировать процессы химической обработки негативов, выпуская в проявитель порциями из баллонов азот, а в фиксаж просто воздух, которые создают

бурное перемешивание растворов. Промывка в проточной воде после окончания обработки продолжается не менее одного-двух часов при температуре воды не выше 25° С. Слишком теплая вода может размягчить желатину, а слишком холодная способствует образованию в желатине пузырей.

Сушка пластинок происходит при обычной комнатной температуре в вертикальном их положении и лучше всегда одинаковым образом, например с надписью на пластинке «юг» вверх. Для предохранения от пыли пластинки сушатся в закрытых со всех сторон марлей ящиках или шкафах с доступом воздуха для естественной вентиляции. Неравномерное высыхание слоя может вызвать его искажение, а потому никакой искусственной сушки не рекомендуется. При всех манипуляциях с пластинкой необходимо соблюдать чистоту и аккуратность, а при проявлении по возможности не пользоваться красным светом, даже в случаях несенсибилизированной эмульсии.

Пластинки хранятся неопределенно долгое время в относительно сухом (50—60% влажности), не жарком и не слишком холодном помещении. Особенно вредно для желатины воздействие влажного воздуха, содержащего кислотные испарения. Влажность способствует появлению грибка, поедающего желатину. Хранение пластинок можно рекомендовать в тех же коробках, в которых они были первоначально упакованы. Пластинки складываются попарно, слой к слою, с бумажной рамкой между ними. Таким образом доступ пыли и влажных испарений к ним затрудняется. Удобно хранить пластинки и в конвертах вертикально в ящиках, задвигаемых в плотно закрывающиеся шкафы. Опыт многих обсерваторий показал, что при тщательном хранении пластинки остаются в хорошем состоянии по прошествии многих десятков лет. Комнаты, где хранятся пластинки, должны быть оборудованы в противопожарном отношении, ибо полученные фотографии неба неповторимы.

Свежие, неиспользованные пластинки сохраняются в своей упаковке, при соблюдении указанных предосторожностей, в течение 1—2 лет, после чего их чувствительность падает и они вуалируются. Следует хранить свежие пластинки, особенно высокочувствительные, при низкой температуре, например, в морозильниках. После съемки пластинки нужно проявлять не позднее нескольких дней, так как в течение длительных промежутков времени изображения звезд размываются, становятся диффузными, что скажется на точности измерений.

В заключение остановимся на описании явления, которое имеет место для близких друг к другу, почти соприкасающихся изображений. Впервые явление «отталкивания» двух тесных изображений отметил в 1906 г. С. К. Костинский в Пулкове при измерении спутников больших планет. Изучив ряд снимков с двойными звездами и поставив опыты с искусственными звездами, Костинский пришел к выводу, что расстояния между компонентами двойной звезды систематически возрастают, изображения как бы отталкиваются друг от друга, причем с увеличением выдержки это явление усиливается, так как изображения растут и их края становятся все ближе друг к другу. *Эффект Костинского* невелик и достигает тысячных и реже сотых долей миллиметра при соприкасающихся изображениях. Он не может быть рассчитан заранее, так как зависит от меняющихся условий фотографирования и проявления. Эффект Костинского был потом объяснен как следствие *эффекта Эберхарда*, который заключается в том, что проявитель истощается быстрее в центре изображений и в местах соприкосновения краев изображений звезд. Здесь проявитель медленнее восстанавливается поступлением его свежих частей даже при перемешивании раствора, так как проявитель проникает и внутрь желатины. Поэтому изображения тут оказываются менее плотными, недопроявленными, что и создает эффект отталкивания.

Расстояния между изображениями звезд получаются больше, чем в действительности.

В дальнейшем были обнаружены другие эффекты взаимодействия тесных изображений. Неравномерное высыхание желатины в местах соприкосновения изображений может вызвать сближение краев этих изображений (*желатин-эффект*). Частичное наложение зерен краев двух ярких изображений также может вызвать эффект их сближения (*эффект замыкания*). Эти два эффекта меньше эффекта Костинского и также непостоянны, так как зависят от разнообразных условий фотографирования и проявления. В главе о двойных звездах мы еще вернемся к ним.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Костинский С. К., Изв. Пулковской обс. № 14, 1907.
2. Максutow Д. Д., *Астрономическая оптика*, Гостехиздат, 1946.
3. Мартынов Д. Я., *Курс практической астрофизики*, изд. 2-е, «Наука», 1967.
4. Фесенков В. Г., *Тр. ГАИШ* 6, 2, 1935.
5. AGK-2 1, Hamburg—Bergedorf, 1951.

## ИЗМЕРЕНИЕ АСТРОГРАФИЧЕСКИХ СНИМКОВ

§ 47. Измерительные приборы. Для измерения на пластинке относительных положений небесных тел употребляются разнообразные измерительные приборы в зависимости от требуемой точности и цели, начиная с простой миллиметровой линейки или сетки и кончая точными машинами. Измерительные приборы можно разделить на два типа: машины с точно разделенными шкалами и с длинными микрометрическими винтами. К приборам первого типа принадлежит *измерительный прибор Репсольда*, сконструированный для измерения пластинок размером  $16 \times 16$  см и предназначенный первоначально для определения положений звезд каталога «Карты неба». На этом приборе положения звезд относятся к одной точно разделенной миллиметровой шкале, причем микроскоп нужно перекидывать со шкалы на пластинку и обратно. Для измерения другой координаты приходится поворачивать пластинку на  $90^\circ$ . Передвижение микроскопа совершается вправо и влево по направляющим плоскостям, а пластинка в раме передвигается вперед и назад вдоль цилиндра. На микроскопе имеются два взаимно перпендикулярных коротких микрометрических винта, при помощи которых можно точно измерять небольшие (не более 5 мм) расстояния на пластинке (например, собственные движения на паре пластинок, сложенных слой к слою) и доли миллиметра на шкале. Цена одного оборота микрометрического винта 0,5 мм, а окончательный отсчет на барабане микрометра берется до 0,001 оборота. Цена оборота каждый раз перед измерениями определяется по шкале (так называемый *рён* микрометра). Рама, куда вставляется пластинка, снабжена по периферии разделенным кругом с ценой деления  $10'$ , а при помощи двух противоположных микроскопов угол поворота может быть отсчитан с точностью до  $1''$ .

В приборе Репсольда, как вообще в приборах аналогичного типа, должны быть исследованы следующие основные ошибки: 1) ошибки делений миллиметровой шкалы, 2) кривизна ведущего цилиндра, 3) периодические и поступательные ошибки микрометрических винтов. Влияние последних ошибок очень мало и на практике обычно не учитывается. Ошибки делений шкал и направляющих плоскостей или цилиндров могут достигать нескольких микрон, плавно изменяясь от отсчета к отсчету. Температурные эффекты для прибора Репсольда ввиду его относительно малых размеров, как правило, не принимаются во внимание. Все же всегда желательно при продолжительных измерениях сохранять в помещении постоянную температуру.

Хотя прибор Репсольда старой конструкции и обладает недостатками, но до сих пор на нем можно получать результаты высокой точности. Фирмой Цейс были разработаны новые приборы, которые изготовлялись и на нашем отечественном заводе фирмы ЛОМО. Они получили название КИМ, что означает *координато-измерительная машина*. В них имеются две точно разделенные через миллиметр шкалы, позволяющие измерять обе координаты одновременно. На рис. 145 представлена схема такого прибора. Рама 2, куда вставляется пластинка, перемещается при помощи штанг

3, 4 и 5 на шарнирах поступательно, параллельно самой себе, по плоскости зеркального стекла. Две взаимно перпендикулярные стороны 7 рамы имеют точно отшлифованную плоскую поверхность, по которой скользят концы двух подвижных шкал 8, прижатых пружинками к этим сторонам рамы. Ее перемещение заставляет передвигаться шкалу только в том случае, если рама движется в направлении этой шкалы. Неподвижные индексы 9 служат для отсчетов делений шкал. Рама передвигается при помощи ручки 6, причем измеряемый объект подводится под неподвижный микроскоп 10, установленный в точке пересечения направлений шкал для уменьшения влияния возможного поворота рамы при поступательном ее движении. Все наведения и отсчеты производятся в окуляре 11, куда попадают изображения при помощи

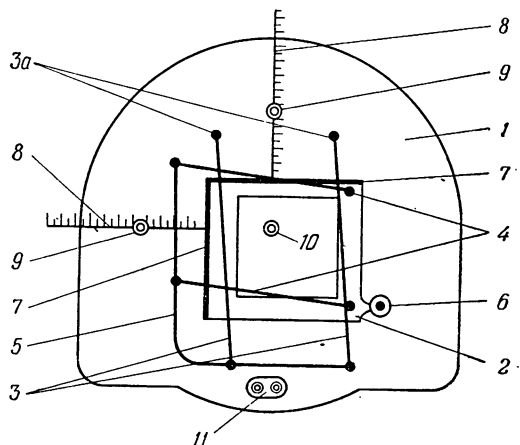


Рис. 145.

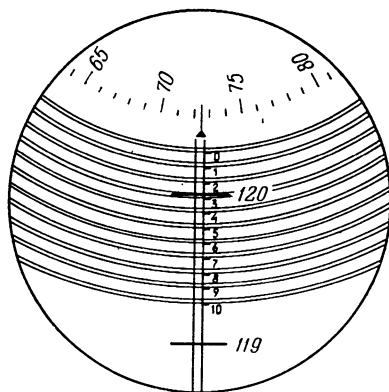


Рис. 146.

призм и зеркал, размещенных в корпусе прибора. На приборе можно измерять пластинки разных размеров вплоть до  $30 \times 30$  см. Особенностью машины являются два спиральных микрометра. Их конструкция основана на свойстве спирали Архимеда, которая в полярных координатах выражается уравнением  $\rho = a\phi$ , где  $a$  — коэффициент пропорциональности. Таким образом, радиус спиральных ветвей растет пропорционально углу поворота микрометра, и расстояния между витками спирали на одном и том же луче равны между собой. Спирали в виде двойных ветвей (для удобства измерения штрихов, которые устанавливаются между ними) нанесены на стеклянном вращающемся диске. Расстояния между витками спирали равны 0,1 мм. Сотые, тысячные и десятичные доли (на глаз) миллиметра отсчитываются на концентрической со спиралями окружности, разделенной на 100 частей. После того как изображение объекта на пластинке помещено в квадрат измерительной сетки микроскопа, последний переключают тумблером на отсчеты координат. Диск поворачивают так, чтобы виток спирали совпал с ближайшим штрихом шкалы. На рис. 146 отсчет равен 120,2724 мм.

К ошибкам прибора КИМ относятся ошибки делений шкал и микрометров, отклонения от плоскости двух краев рамы, вдоль которых скользят подвижные шкалы, и возможный перекося платформы при ее движении. Проведенные в Пулкове и в других обсерваториях исследования приборов КИМ показали высокие качества этой машины и удобство пользования ею. Однако в помещении с измерительным прибором посредством термостатирования следует сохранять постоянную температуру.

Прибор типа КИМ был за последние годы автоматизирован. Фирмой Цейс был сконструирован прибор «Аскорекард», в котором измеритель

после установки сетки микроскопа на звезду и спиралей микрометра на штрихи шкал нажимает клавишу. Тогда немедленно автоматически срабатывает система отсчетов на самописце — пишущей машинке, и если нужно, результаты отбиваются на перфоленте или перфокартах с применением 8-канального или 5-канального кода. Перфоленту и перфокарты можно использовать для ввода информации в электронно-счетную машину. «Аскорекорд» обеспечивает высокую точность и быстроту измерений, но требует ежедневного ухода и регулярной профилактики, как всякий электронный прибор. Для регистрации координат «Аскорекорд» снабжен линейными и сельсинными датчиками, а электроника построена на транзисторах. В новых моделях «Аскорекорда» электроника собрана в компактные блоки,

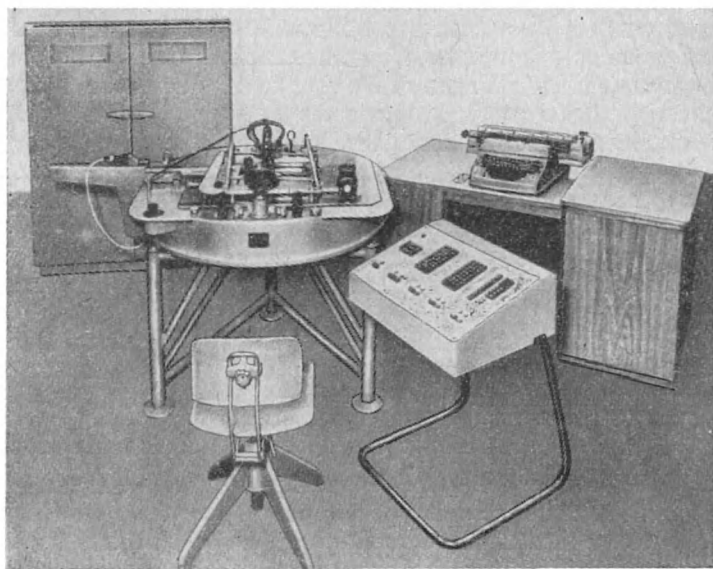


Рис. 147.

шаговые искатели отсутствуют и все электронное хозяйство занимает меньше места. Перед измерением нужно привести оптические отсчеты координат в соответствие с электронными. На пульте управления для этой цели имеются клавиши, посредством которых установленные координаты вводятся в электронный счетчик. После этого прибор автоматически сосчитывает во время передвижения рамы и вращения спиральных микрометров число импульсов с точностью до десятых долей микрона и переводит их в соответствующие числа. Пока идет счет после нажатия клавиши, можно беспрепятственно производить установку микроскопа на следующую звезду. Длительность регистрации координат составляет 6 секунд. Измерения производятся в бинокляр, что уменьшает напряжение глаз измерителя, который вообще меньше устает, так как вся запись ведется автоматически. На рис. 147 показан общий вид машины «Аскорекорд» с клавишным управлением, самописцем и шкафом электроники.

Как видно из предыдущего, автоматизация измерений осуществлена на «Аскорекорде» не полностью. В новейшее время в практику астрометрических измерений входят машины с фотоэлектрической наводкой на изображения звезд и одновременной регистрацией отсчетов по шкалам. К таким приборам относятся автоматы, употребляемые на обсерваториях Вашинг-

тонской и Ликской (США). В Пулковской обсерватории создан фотоэлектрический измерительный прибор по проекту инженера Л. М. Запирского. Схема конструкции этой машины такова. Луч от лампы через конденсор проходит сквозь негатив, так что изображение звезды фокусируется линзой на объективе модулятора с вращающимся со скоростью 2000 об/мин непрозрачным полудиском, центр которого должен совпадать с центром изображения звезды. В случае несовпадения, когда звезда первоначально устанавливается не строго в центре, получается (после прохождения через модулятор) переменный световой сигнал. Последний через линзу Фабри попадает на фотоумножитель и создает переменный фототок, усиливаемый электронными лампами в 12 000 раз. Такое усиление нужно для того, чтобы заметить очень небольшие изменения фототока, связанные с точной наводкой изображения звезды на центр полудиска. Для раздельной установки звезды по двум координатам  $x$  и  $y$  в модулятор встроен генератор опорного напряжения, который позволяет определить направление сдвига по разности фаз синусоидального сигнала (см. главу III). Движение передается на два мотора, которые передвигают каретку с негативом и микроскоп до тех пор, пока фототок не выравняется, что произойдет, когда изображение звезды окажется точно в центре вращающегося полудиска. Продолжительность установки звезды в центр полудиска зависит от первоначальной подводки ее в поле модулятора и составляет в среднем несколько секунд. В зависимости от диаметра изображения звезды в модулятор вставляются диафрагмы размером от 0,2 до 1,5 мм, чтобы исключить влияние окружающего звезду фона на снимке.

Так как фотоэлемент автоматически суммирует различного вида дефекты изображения и окружающего фона, то точность регистрации положения звезды в отдельных случаях должна быть ниже, чем при измерении глазом. Кроме того, тесные двойные звезды могут не разделяться диафрагмой модулятора, а изображения туманностей вообще не давать правильных результатов. С другой стороны, фотоэлектрические наведения убыстряют измерения и в принципе должны быть более точными, чем глазомерные наведения. Последниеотягощены «личной ошибкой», для ослабления которой надо иметь по крайней мере по два отсчета на звезду с поворотом изображения на  $180^\circ$ . Фотоэлектрический «глаз» ограничивается одной наводкой, так как все последующие наведения приводят к тем же самым результатам.

Отсчеты координат в машине Запирского производятся тоже автоматически, но принцип их регистрации другой, чем на «Аскорекорде». Для грубого отсчета с точностью до  $1/4$  мм употребляется кодовая маска, в которой шаг в  $1/4$  мм отличается один от другого различием сочетаний белых и черных промежутков в маске. Для точных отсчетов до 0,5 мк Л. М. Запирский предложил оригинальное устройство, состоящее из двух взаимно наклоненных и передвигающихся друг относительно друга дифракционных решеток. Отсчеты определяются по числу муаровых полос, появляющихся при движении каретки и микроскопа, а фотоэлектрический счетчик преобразует эти полосы в соответствующие числа и передает на перфоратор.

В 1969 г. в Англии была создана автоматическая измерительная машина, получившая название «Galaxy», что вовсе не означает «Галактика», а является сочетанием начальных букв некоторых английских слов, а последние две буквы означают координаты  $x$ ,  $y$ . Наведение на звезду осуществляется в ней сканирующими системами — одной для быстрого обзора пластинки и другой для точных измерений координат. Электронный луч создает на флуоресцирующем экране пятно размером в несколько десятых долей микрона, которое по концентрическим окружностям пробегает по изображениям звезд на фотопластинке. Таким образом определяются положения звезд с точностью до 0,5 мк и их блеск с ошибкой  $\pm 0,017^m$ . Для отсчетов



шкалы употребляются две стеклянные дифракционные решетки, создающие муаровые полосы, как в машине Задиорского. Во время измерений нужно поддерживать постоянную температуру в  $20^{\circ}\text{C}$ . Машина способна за один час измерить до 1000 звезд и может работать круглые сутки, обслуживая, таким образом, много обсерваторий.

Измерительные приборы с длинным винтом уступили место машинам со шкалами. Дело в том, что для измерения второй координаты надо повернуть пластинку на  $90^{\circ}$ , так как применение второго длинного винта, ввиду конструктивных трудностей, не может дать высокой точности измерений.

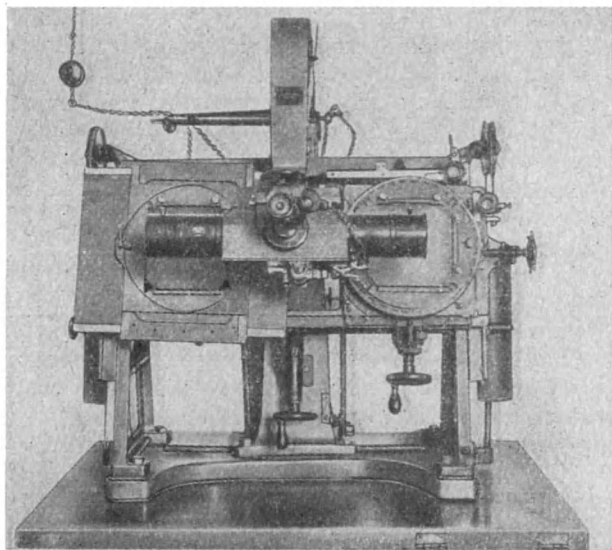


Рис. 148.

Все же при помощи такой машины в свое время были измерены пластинки, снятые на зонных астрографах с целью определения точных положений звезд.

Для одновременного сравнения и измерения пар пластинок существуют приборы, носящие название *компараторов*. Эти приборы позволяют быстро обнаруживать переменные звезды, малые планеты, кометы и находить крупные собственные движения у звезд. Когда одна пластинка снята «сквозь стекло», то сложенные слой к слою обе пластинки могут быть измерены на приборах, описанных выше. Но при этом обнаруживается ряд недостатков. Влияние дефектов эмульсии складывается (вуаль и зернистость). От этого ухудшается точность измерений слабых звезд и туманностей. Затрудняются измерения звездных скоплений, особенно шаровых, а также протяженных объектов, так как пару пластинок в приборе нельзя широко раздвинуть, а при небольшом сдвиге изображения на обеих пластинках налагаются одно на другое. Когда обе пластинки сняты обычным образом, то лучше измерить их на приборе, в котором изображения одних и тех же звезд совмещены оптически, что и позволяет сделать компаратор. Но существующие компараторы не дают возможности точных измерений относительных смещений звезд по всему полю пластинки из-за температурных эффектов и нестабильности взаимного расположения пластинок при движении рамы, куда они вставлены. В этих машинах (рис. 148) рама с двумя вырезами для пластинок передвигается в двух направлениях при помощи винтов и зубчатых колес.

Отсчеты этих передвижений производятся по шкалам с небольшой точностью. Перед рамой укреплен микроскоп с одним окуляром, но двумя объективами, раздвинутыми так, что они помещаются перед пластинками. Система призм направляет изображения звезд в окуляр. Внутри микроскопа имеются заслонки, которые поворотом специального рычажка попеременно то закрываются, то открываются, позволяя видеть то правую, то левую пластинку. Прибор носит название *блинк-компаратора* (от немецкого слова *blinken*, что значит «мигать»). Измеритель видит на фоне оптически совмещенных изображений неподвижных звезд прыгающее изображение звезды с крупным собственным движением.

Микроскоп пулковского блинк-компаратора снабжен двумя взаимно перпендикулярными микрометрами, при помощи которых можно точно измерять небольшие расстояния на пластинках в пределах поля зрения, не смещая всей рамы во избежание взаимных перекосов. За последние годы блинк-компаратор был автоматизирован силами астрометрической лаборатории Пулковской обсерватории. С микрометрическим винтом связан преобразователь угла поворота в цифровую форму, снимающий доли оборота винта. Результаты измерений выдаются на перфокарты, которые обрабатываются по соответствующей программе на электронной вычислительной машине.

Прежде вместо монокуляра компаратора употреблялся стереомикроскоп и такой прибор назывался *стереокомпаратором*. Он употреблялся до сих пор в фотограмметрии. Однако в астрономии стереоскопический метод не привился из-за необходимости поворачивать пластинки на  $90^\circ$ , так как смещение звезд обнаруживается только по направлению стереоскопического базиса, а также из-за появления ложных стереоскопических эффектов в случае заметного различия изображений на двух пластинках.

**§ 48. Общие принципы измерений.** Измерения на приборах, так же как наблюдения на инструментах, требуют навыка, умения и даже искусства. Измеритель должен чувствовать прибор, бережно с ним обращаться и не применять силы, прежде чем не выяснена причина неполадки. При измерениях надо следовать заранее обдуманному порядку действий и все операции располагать по возможности симметрично во времени. Например, если измеряется расстояние между звездой и штрихом шкалы, то наведения производятся в последовательности: звезда, штрих и снова звезда. Когда определяется положение объекта по опорным звездам, то искомый объект измеряется в начале и в конце ряда. При длительных измерениях следует выбрать несколько контрольных звезд или резких меток на пластинке и измерять их в течение всего времени работы в начале и конце ряда.

Все наведения следует заканчивать положительным (по стрелке часов) вращением головок винтов во избежание влияния мертвого хода. Перед измерениями надо тщательно отфокусировать окуляр на нити или на сетку микрометра, а микроскоп на изображение объекта, чтобы между ними не было параллакса. Освещение поля зрения должно быть ровным и одинаковым в течение всего периода измерений. Хотя астрофотографические измерения строго дифференциальны, они зависят от прибора и самого измерителя. Одна и та же пластинка, измеренная на разных приборах или разными людьми, может дать результаты, хотя и мало, но систематически различающиеся между собой. Непрерывные глазомерные измерения не рекомендуются проводить более 2—3 часов подряд из-за утомляемости человека во вред точности результатов.

Важным принципом глазомерных измерений является поворот пластинки в приборе на  $180^\circ$  для исключения *личной ошибки наведения*. Дело в том, что наводка на центр изображения звезды или штриха совершается с определен-

ной ошибкой, присущей данному лицу. Обычно нить наводится несколько правее центра изображения, видимого в поле зрения. Ошибка растет с увеличением диаметра изображения, достигая иногда сотых долей миллиметра. Если бы все звезды имели на пластинке один и тот же диаметр, то личная ошибка наведения при дифференциальных измерениях исключилась бы. Ясно, что среднее из двух наведений, отличающихся на  $180^\circ$ , свободно от этой личной ошибки, если, конечно, она не изменилась за время между двумя сериями измерений. Для поворота изображения на  $180^\circ$  при массовых измерениях (например, собственных движений звезд) употребляют реверсионную призму, которая сама при этом поворачивается на  $90^\circ$ . Тогда нить микрометра подводится к центру изображения всегда с одного его края, что, однако, не равносильно измерению при повороте всей пластинки на  $180^\circ$ . Ошибка наведения составляет лишь небольшую долю общей ошибки изображения, которая зависит от ошибок эмульсионного слоя, пластинки, условий наблюдений и т. п. Поэтому не следует слишком увеличивать число наведений. Вполне достаточно двух наведений на каждое изображение звезды в каждом положении реверсионной призмы. Обычно допускается расхождение между наведениями на хорошие изображения звезд до 5 *мк*, а на штрихи шкал — до 2 *мк*.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гамалей Н. В., Фатчихин Н. В., Изв. ГАО, № 146, 1951.
2. Дейч А. Н., Перепелкин Е. Я., Тр. ГАО 15, 1935.
3. Костинский С. К., Изв. АН СССР 3, № 5, 1895.
4. Поттер Х. И. и Чудовичева О. Н., Изв. ГАО № 157, 1957.

## ГЛАВА X

### ТАНГЕНЦИАЛЬНЫЕ КООРДИНАТЫ НА ПЛАСТИНКЕ И ИХ СВЯЗЬ С ЭКВАТОРИАЛЬНЫМИ КООРДИНАТАМИ НА НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ

§ 49. Основные понятия. Участок неба, сфотографированный на пластинке, представляет собой в идеале центральную проекцию сферы на плоскость. Центр сферы мы можем поместить во вторую главную точку объектива, из которой будут исходить все направления в пространстве. Радиус сферы полагаем равным фокусному расстоянию объектива или единице. В идеальном случае пластинка касается сферы в оптическом центре. Изображение любой звезды находится от оптического центра на расстоянии  $l$ , равном тангенсу угла  $\sigma$  наклона луча звезды к оптической оси, умноженному на фокусное

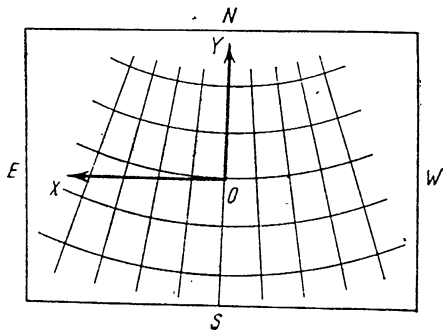


Рис. 149.

расстояние  $f$ , т. е.  $l = f \operatorname{tg} \sigma$ . Это равенство характеризует *масштаб* астрографа на пластинке, т. е. отношение линейной и угловой меры. Например, для нормального астрографа масштаб равен около  $1'$  в  $1 \text{ мм}$ , так как фокусное расстояние равно  $3438 \text{ мм}$ . Для зонного астрографа  $f = 2063 \text{ мм}$  и поэтому масштаб близок к  $100''$  в  $1 \text{ мм}$ .

По свойству центральной проекции меридианы и экватор, как большие круги на сфере, проектируются на пластинку прямыми линиями, а параллели — кривыми второго порядка. Они будут эллипсами, параболлами или ги-

перболами в зависимости отклонения оптического центра. В частности, если в оптическом центре сфотографирован полюс мира, то все параллели изобразятся концентрическими окружностями, а если пластинка касается небесного экватора, то параллели изобразятся гиперболами. В общем случае изображение параллелей и меридианов представляется на пластинке в виде, показанном на рис. 149.

Как сказано было выше, положения звезд и других объектов измеряются на приборах в прямолинейных координатах  $x, y$ . От этих *измеренных координат* мы должны перейти к экваториальным координатам. Переход, как мы увидим дальше, обычно осуществляется через так называемые *стандартные*, или, лучше сказать, *тангенциальные координаты*, которые связаны с экваториальными координатами строгой математической зависимостью. Обозначим тангенциальные координаты большими буквами  $X, Y$ . Они имеют своим началом оптический центр пластинки, ось  $Y$  совпадает с проекцией круга склонений, проходящего через оптический центр, и положительное направление идет с юга на север. Ось  $X$  перпендикулярна к оси  $Y$  и направлена с за-

пада на восток в сторону возрастания прямого восхождения. Тангенциальные координаты прямолинейны и прямоугольны. Их начало и их ориентировка на пластинке определяются экваториальными координатами оптического центра и направлением на полюс мира, соответствующим какой-либо эпохе, например, началу года 1950,0. Тангенциальные координаты выражаются в радианах или в градусной мере.

§ 50. Связь между двумя системами тангенциальных координат. Предположим, что имеются две пластинки с разными оптическими центрами. Одна и та же группа звезд, спроектированная на обе пластинки, будет иметь разные тангенциальные координаты. Найдем связь между ними. Сопоставим каждой тангенциальной системе соответствующую ей систему прямоугольных пространственных координат с началом в центре сферы, с осью  $z$ , направленной в оптический центр пластинки, и осями  $x, y$ , параллельными осям тангенциальных координат  $X, Y$  (рис. 150). Положим радиус сферы  $CO$  равным единице. Звезда  $S$  на сфере с пространственными координатами  $x, y, z$  проектируется на пластинку в точке  $T$  с тангенциальными координатами  $X, Y$ . Из прямоугольного треугольника  $CTO$  выводим:

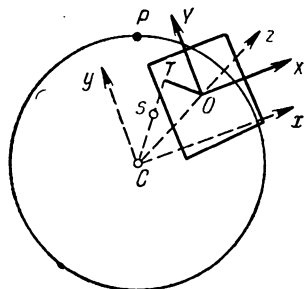


Рис. 150.

С другой стороны, из пропорциональности сторон треугольника и их проекций на оси  $x, y$  получим

$$\frac{CT}{CS} = \frac{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}}{1} = \frac{X}{x} = \frac{Y}{y} = \frac{1}{z},$$

откуда

$$x = \frac{X}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}}, \quad y = \frac{Y}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}}, \quad z = \frac{1}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}}.$$

Для другой системы координат, связанной со второй пластинкой, напишем аналогичные равенства:

$$x' = \frac{X'}{\sqrt{1 + X'^2 + Y'^2}}, \quad y' = \frac{Y'}{\sqrt{1 + X'^2 + Y'^2}}, \quad z' = \frac{1}{\sqrt{1 + X'^2 + Y'^2}}.$$

Как известно, две системы пространственных координат связаны между собой линейными зависимостями

$$\left. \begin{aligned} x' &= \alpha_1 x + \alpha_2 y + \alpha_3 z, \\ y' &= \beta_1 x + \beta_2 y + \beta_3 z, \\ z' &= \gamma_1 x + \gamma_2 y + \gamma_3 z, \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma$  представляют собой косинусы углов между осями координат согласно прилагаемой таблице:

|      | $x$        | $y$        | $z$        |
|------|------------|------------|------------|
| $x'$ | $\alpha_1$ | $\alpha_2$ | $\alpha_3$ |
| $y'$ | $\beta_1$  | $\beta_2$  | $\beta_3$  |
| $z'$ | $\gamma_1$ | $\gamma_2$ | $\gamma_3$ |

Подставив в формулы (2. 10) значения пространственных координат, выраженных через тангенциальные координаты, и разделив первую и вторую строчки на третью, получим

$$X' = \frac{\alpha_1 X + \alpha_2 Y + \alpha_3}{\gamma_1 X + \gamma_2 Y + \gamma_3}; \quad Y' = \frac{\beta_1 X + \beta_2 Y + \beta_3}{\gamma_1 X + \gamma_2 Y + \gamma_3}. \quad (2. 11)$$

Следовательно, связь между двумя системами тангенциальных координат выражается дробно-линейной функцией.

Разделив числитель и знаменатель правых частей на  $\gamma_3$  и освободившись от дробей, мы можем представить формулы (2. 11) в виде

$$\left. \begin{aligned} X' &= \frac{\alpha_1}{\gamma_3} X + \frac{\alpha_2}{\gamma_3} Y + \frac{\alpha_3}{\gamma_3} - \frac{\gamma_1}{\gamma_3} X' X - \frac{\gamma_2}{\gamma_3} X' Y, \\ Y' &= \frac{\beta_1}{\gamma_3} X + \frac{\beta_2}{\gamma_3} Y + \frac{\beta_3}{\gamma_3} - \frac{\gamma_1}{\gamma_3} Y' X - \frac{\gamma_2}{\gamma_3} Y' Y. \end{aligned} \right\} \quad (2. 12)$$

Таким образом, тангенциальные координаты звезды на одной пластинке связаны с тангенциальными координатами той же звезды на другой пластинке линейной зависимостью с добавлением квадратичных членов от смешанных координат. На практике обычно мы будем иметь дело с пластинками, оптические центры которых близки друг к другу. Тогда косинусы углов  $\alpha_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\gamma_3$  будут близки к единице, а все остальные близки к нулю. В этих случаях квадратичные члены будут величинами малыми, и мы можем в них заменить  $X'$  на  $X$  и  $Y'$  на  $Y$ . Тогда уравнения (2. 12) запишутся так:

$$\left. \begin{aligned} X' &= \frac{1}{\gamma_3} (\alpha_1 X + \alpha_2 Y + \alpha_3 - \gamma_1 X^2 - \gamma_2 XY), \\ Y' &= \frac{1}{\gamma_3} (\beta_1 X + \beta_2 Y + \beta_3 - \gamma_1 YX - \gamma_2 Y^2). \end{aligned} \right\} \quad (2. 13)$$

В § 42 был изложен способ определения оптического центра по фотографиям широких пар звезд. Нетрудно показать, что

$$\operatorname{tg} \varepsilon_x = \frac{\gamma_1}{\gamma_3},$$

а

$$\operatorname{tg} \varepsilon_y = \frac{\gamma_2}{\gamma_3}.$$

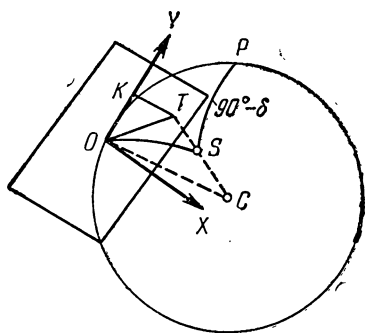


Рис. 151.

§ 51. Формулы преобразования тангенциальных координат в экваториальные и обратно. Пусть на рис. 151  $C$  будет центр небесной сферы,  $P$  — полюс мира,  $S$  — звезда, проекция которой  $T$  на пластинке с оптическим центром в точке  $O$ . Тангенциальные координаты звезды будут  $X$ ,  $Y$ . Дуга  $OS = \sigma$ . Обо-

значим угол  $POS$ , равный углу  $YOT$ , через  $\theta$ . Примем радиус сферы  $CO$  за единицу. Тогда

$$OT = \operatorname{tg} OS = \operatorname{tg} \sigma,$$

$$X = \operatorname{tg} \sigma \sin \theta,$$

$$Y = \operatorname{tg} \sigma \cos \theta.$$

Обозначим экваториальные координаты оптического центра буквами  $A$  и  $D$ . Экваториальные координаты звезды будут  $\alpha$  и  $\delta$ , а угол при полюсе

$OPS = \alpha - A$ . Применим три формулы сферической тригонометрии к треугольнику  $OPS$ :

$$\begin{aligned}\cos \sigma &= \sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos (\alpha - A), \\ \sin \sigma \sin \theta &= \cos \delta \sin (\alpha - A), \\ \sin \sigma \cos \theta &= \sin \delta \cos D - \cos \delta \sin D \cos (\alpha - A).\end{aligned}$$

Разделив вторую и третью строчки на первую, получим:

$$\left. \begin{aligned}X &= \frac{\cos \delta \sin (\alpha - A)}{\sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos (\alpha - A)}, \\ Y &= \frac{\sin \delta \cos D - \cos \delta \sin D \cos (\alpha - A)}{\sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos (\alpha - A)}.\end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

Обратные формулы даем без вывода:

$$\left. \begin{aligned}\operatorname{ctg} \delta \sin (\alpha - A) &= \frac{X \sec D}{Y + \operatorname{tg} D}, \\ \operatorname{ctg} \delta \cos (\alpha - A) &= \frac{1 - Y \operatorname{tg} D}{Y + \operatorname{tg} D}, \\ \operatorname{tg} (\alpha - A) &= \frac{X \sec D}{1 - Y \operatorname{tg} D}.\end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

откуда

Из третьей формулы (2.15) находим прямое восхождение  $\alpha$ , а затем из первых двух определяем склонение  $\delta$ .

При ручных вычислениях удобно пользоваться вспомогательным углом  $d$ , который определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} d = \operatorname{tg} \delta \sec (\alpha - A). \quad (2.16)$$

Разделив числитель и знаменатель каждой дроби (2.14) на  $\cos \delta \cos (\alpha - A)$  и подставив сюда выражения для вспомогательного угла (2.16), находим

$$\left. \begin{aligned}X &= \operatorname{tg} (\alpha - A) \cos d \sec (d - D), \\ Y &= \operatorname{tg} (d - D)\end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

Как видно, координаты  $X$ ,  $Y$  выражаются через тангенсы экваториальных координат и поэтому оправдывают свое название. Множитель  $\cos d$  осуществляет перевод с экватора на параллель, а умножение на секанс «спрямляет» кривизну параллели.

Приведенные выше формулы требуют непосредственного вычисления  $\operatorname{tg} d$  по  $\operatorname{tg} \delta$ , и наоборот. Пользуясь тем, что разность  $d - \delta = \varepsilon$  — малая величина, можно упростить вычисления, следуя методу, употребляемому в Пулковке при обработке измерений пластинок со сравнительно малым полем. Воспользуемся равенством

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} d \cos (\alpha - A) = \operatorname{tg} d \left( 1 - 2 \sin^2 \frac{\alpha - A}{2} \right),$$

откуда

$$\frac{\operatorname{tg} d - \operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} d} = 2 \sin^2 \frac{\alpha - A}{2}$$

или

$$\frac{\sin (d - \delta)}{\sin d \cos \delta} = \frac{\sin \varepsilon}{\cos \delta \sin (\delta + \varepsilon)} = \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{\cos \delta (\sin \delta + \cos \delta \operatorname{tg} \varepsilon)} = 2 \sin^2 \frac{\alpha - A}{2}.$$

Отсюда находим

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{2 \sin^2 \frac{\alpha - A}{2} \sin \delta \cos \delta}{1 - 2 \sin^2 \frac{\alpha - A}{2} \cos^2 \delta}. \quad (2.18)$$

Это — точная формула. Разложив в ряд знаменатель и сохранив лишь члены второй степени относительно синуса малого угла, имеем

$$\varepsilon'' = \frac{\sin^2 \frac{\alpha - A}{2}}{\sin 1''} \sin 2\delta. \quad (2.19)$$

Значения  $\varepsilon''$  легко табулировать. Весьма удобны Бергедорфские таблицы издания 1924 г., которые годятся для пластинок  $2^\circ \times 2^\circ$ . Для пластинок  $5^\circ \times 5^\circ$  аналогичные таблицы изданы в 1934 г.

В заключение рассмотрим разложение тангенциальных координат в ряды по степеням  $\alpha - A$  и  $\delta - D$ . Воспользуемся для этого разностью  $d - \delta = \varepsilon$ . Тогда

$$\begin{aligned} X &= \operatorname{tg} (\alpha - A) \cos (\delta + \varepsilon) \sec (\delta - D + \varepsilon) = \\ &= \operatorname{tg} (\alpha - A) \cos D - \operatorname{tg} (\alpha - A) \sin D \frac{\operatorname{tg} (\delta - D) + \operatorname{tg} \varepsilon}{1 - \operatorname{tg} (\delta - D) \operatorname{tg} \varepsilon}. \end{aligned}$$

Разложим знаменатель, а затем тангенсы в ряды, сохраняя члены третьего порядка относительно разностей  $\alpha - A$  и  $\delta - D$ . Окончательно получим

$$X = (\alpha - A) \cos D - (\alpha - A) (\delta - D) \sin D - \frac{(\alpha - A)^3}{6} \cos D (1 - 3 \cos^2 D). \quad (2.20)$$

Для координаты  $Y$  находим тем же способом:

$$Y = (\delta - D) + \frac{(\alpha - A)^2}{2} \sin D \cos D + \frac{(\alpha - A)^2}{2} (\delta - D) \cos 2D + \frac{1}{3} (\delta - D)^3. \quad (2.20a)$$

Аналогичным образом могут быть выведены обратные формулы:

$$\left. \begin{aligned} \alpha - A &= X \sec D + XY \operatorname{tg} D \sec D + XY^2 \sec D \operatorname{tg}^2 D - \frac{1}{3} X^3 \sec^3 D, \\ \delta - D &= Y - \frac{1}{2} X^2 \operatorname{tg} D - \frac{1}{2} X^2 Y \sec^2 D - \frac{1}{3} Y^3. \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

Если выразить  $X$ ,  $Y$  и  $\delta - D$  в секундах дуги, а  $\alpha - A$  в секундах времени, то полученные формулы можно записать в следующем виде, сохраняя лишь члены второго порядка:

$$\left. \begin{aligned} X &= 15 (\alpha - A) \cos D - 15 (\alpha - A) (\delta - D) \sin D \sin 1'', \\ Y &= (\delta - D) + 56,25 (\alpha - A)^2 \sin 2D \sin 1'', \\ \alpha - A &= \frac{1}{15} X \sec D + \frac{1}{15} XY \sec D \operatorname{tg} D \sin 1'', \\ \delta - D &= Y - \frac{1}{2} X^2 \operatorname{tg} D \sin 1''. \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

Ясно, что с приближением к полюсу формулы становятся менее точными. Но они полезны для разного рода приближенных задач и расчетов и дают в некоторых случаях вполне удовлетворительные результаты. Если, например считать измеренные координаты  $x$ ,  $y$  приближенно равными тангенциальным координатам, ориентируя обе системы одинаково и приняв соответ-



ствующий масштаб, то можно примерно найти экваториальные координаты объекта по ближайшей к нему звезде. Ограничившись только первыми членами разложения в формулах (2. 22), имеем

$$\alpha = \alpha_* + 4\Delta x \sec \delta_* \text{ и } \delta = \delta_* + \Delta y.$$

Здесь измеренные расстояния  $\Delta x$  и  $\Delta y$  от звезды до объекта выражены в минутах дуги. Легко подсчитать, что члены второго порядка при  $D=45^\circ$  и  $X$  или  $Y$ , меньших  $1^\circ$ , будут меньше  $1'$ , что для масштаба нормального астрографа даст ошибку меньше  $1 \text{ мм}$ . Таким путем можно быстро отождествить новую переменную звезду, малую планету или комету и дать приближенное ее положение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Методы астрономии, под ред. В. Хилтнера, «Мир», 1967, гл. 20.

## ГЛАВА XI

### СВЯЗЬ МЕЖДУ ИЗМЕРЕННЫМИ И ТАНГЕНЦИАЛЬНЫМИ КООРДИНАТАМИ

§ 52. Измеренные координаты и их отличие от тангенциальных координат. Обычный метод получения экваториальных координат объекта на фотопластинке заключается в переводе измеренных координат в тангенциальные, а затем этих последних в экваториальные по формулам связи между ними. Отличие измеренных координат от тангенциальных заключается в следующем: а) начало системы измеренных координат может не совпадать с оптическим центром пластинки, который является началом системы тангенциальных координат; б) ориентировка осей двух систем может быть различной и система измеренных координат в общем случае может быть косоугольной; в) координаты на пластинке измеряются в линейной мере, в то время как тангенциальные координаты выражаются в угловой или в радианной мере, что приводит к необходимости учета масштаба; г) измеренные координаты могут быть отнесены к эпохе, отличной от эпохи каталога, использованного для вывода тангенциальных координат звезд, вследствие чего возникает расхождение, обусловленное прецессией и нутацией; д) различие эпох наблюдений требует внесения поправок за собственные движения звезд. Поправки за годичный параллакс малы и вносятся лишь в исключительных случаях; е) измеренные координаты искажены дифференциальной рефракцией, в то время как тангенциальные координаты свободны от нее; ж) разница возникает также из-за дифференциальной аберрации; з) наклон пластинки к оптической оси вызывает необходимость дополнительных поправок.

Помимо перечисленных различий, измерения на пластинке должны быть исправлены за ошибки измерительного прибора, за аберрации объектива астрографа и за дефекты пластинки. Об этом говорилось в предыдущих главах и мы здесь их не рассматриваем. С первого взгляда может показаться, что связь между измеренными и тангенциальными координатами очень сложна. На самом деле, как в дальнейшем будет показано, эта зависимость в большинстве случаев ограничивается линейными преобразованиями.

§ 53. Разности начал координат, ориентировки и масштаба. Переход от измеренных координат к тангенциальным и обратно в случае рассматриваемой разности осуществляется по формулам линейного преобразования координат. В общем случае масштаб по направлению  $x$  может быть отличен от масштаба по  $y$ , но при этом мы полагаем, что в каждом данном направлении он постоянен. Пусть на рис. 152 оси  $X, Y$  с началом в точке  $O$  представляют систему тангенциальных координат, а оси  $x, y$  — систему измеренных координат с началом в точке  $O'$ . Тогда для изображения звезды  $S$  на пластинке

$$OA = X; \quad O'B = x; \quad AS = Y; \quad BS = y.$$

Далее, пусть  $m$  — коэффициент масштаба по координате  $x$ , переводящий линейные единицы измерений в дуговую меру координат  $X, Y$ . Аналогично

$m'$  — коэффициент масштаба по координате  $y$ . Углы  $\alpha$  и  $\beta$  представляют соответственно наклоны осей  $x, y$  к осям  $X, Y$ . Из чертежа видно, что

$$\left. \begin{aligned} X = OA = OE + EC - AC &= OE + O'B \cos \alpha - BS \sin \beta = \\ &= OE + mx \cos \alpha - m'y \sin \beta, \\ Y = AS = OF + F'D + DS &= OF + mx \sin \alpha + m'y \cos \beta. \end{aligned} \right\} \quad (2.23)$$

На практике начало системы измеренных координат выбирают близко к оптическому центру (это не всегда делается в случае определения положения одиночного объекта), а координаты  $x, y$  выражают в такой мере, чтобы коэффициент масштаба был близок к единице. Ориентировку осей по кругу склонения и по параллели производят так, чтобы углы  $\alpha$  и  $\beta$  были малыми. Такую ориентировку легко осуществить по следу звезды на пластинке при остановленном часовом механизме, получая таким образом проекцию суточной параллели. Однако удобнее и практичнее ориентировать снимок по паре звезд, выбранных к северу и югу или к востоку и западу от оптического центра, и поворачивать пластинку в измерительном приборе до тех пор, пока рассчитанные по экваториальным координатам разности не совпадут с измеренными разностями координат между звездами согласно формулам

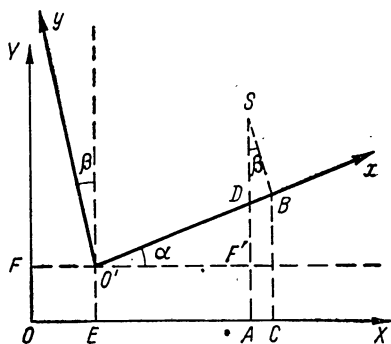


Рис. 152.

$$\Delta x' = \frac{1}{4} (\alpha_N - \alpha_S)^S \cos D \quad \text{или} \quad \Delta y' = (\delta_W - \delta_E)'. \quad (2.24)$$

Здесь измеренные разности  $\Delta x$  и  $\Delta y$  переведены в минуты дуги на основании известного масштаба. Пары звезд следует выбирать подальше от центра пластинки и возможно симметричнее, чтобы ориентировка была ближе к расположению тангенциальных координат. Если выбрать звезды с одной стороны от центрального круга склонений или центральной параллели, то пластинка может оказаться ориентированной под значительным углом к системе тангенциальных координат. Следует, однако, иметь в виду, что ориентировка пластинки в задаче определения положений небесных объектов не требует высокой точности, так как остаточная разница в ориентировании учитывается формулами (2.23) при помощи опорных звезд. Действительно, формулы (2.23) можно написать в общем виде:

$$X = a'x + by + c, \quad Y = dx + e'y + f,$$

или, пользуясь тем, что коэффициенты  $a'$  и  $e'$  можно сделать близкими к единице, в виде

$$\left. \begin{aligned} X - x &= ax + by + c, \\ Y - y &= dx + ey + f. \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

Неизвестные коэффициенты  $a, b, c, d, e, f$ , которые называются *постоянными пластинки*, определяются по измерениям хотя бы трех опорных звезд с известными тангенциальными координатами, вычисленными по экваториальным координатам этих звезд, взятых из каталога. Если масштаб по всем направлениям один и тот же, а система измеренных координат ортогональна, то уравнения (2.25) примут более простую форму:

$$\left. \begin{aligned} X - x &= ax - by + c, \\ Y - y &= bx + ay + f. \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

В этом случае имеем четыре неизвестных коэффициента и для их определения достаточно двух опорных звезд, причем четыре уравнения решаются здесь совместно.

**§ 54. Поправки за прецессию, нутацию и собственные движения звезд.** Явление прецессии и нутации заключается в перемещении полюса мира и точки весеннего равноденствия, вызывающем изменение экваториальных координат. При этом взаимные расположения звезд не меняются, а поворачивается координатная система на пластинке вокруг оптического центра на угол  $\Delta P$ , создавая разницу ориентировок между тангенциальными и измеренными координатами, которая равна

$$X - x = x \cos \Delta P + y \sin \Delta P, \quad Y - y = y \cos \Delta P - x \sin \Delta P.$$

Угол  $\Delta P$  может быть вычислен по данным Астрономического Ежегодника, а именно:

$$\Delta P = \Delta P_1 + \Delta P_2,$$

где

$$\Delta P_1 = n \sin A \sec D (T_1 - T_0), \quad \Delta P_2 = -g \sin (G + A) \sec D.$$

Здесь  $A$  и  $D$ , как и раньше, экваториальные координаты оптического центра,  $T_1$  и  $T_0$  — эпохи ориентировки измеренных и тангенциальных координат,  $n$  — скорость движения полюса к точке весеннего равноденствия, равная примерно  $20''$  в год,  $g$  — смещение среднего полюса начала года относительно его положения в момент снимка в этом году,  $G$  — угол, определяющий направление этого смещения. Таким образом,  $\Delta P_1$  есть угол поворота с эпохи  $T_0$  на эпоху  $T_1$ , а  $\Delta P_2$  — угол поворота за дробь года. Вывод этих формул можно найти в книге Е. Я. Бугославской (1947), а также в курсах сферической астрономии. Однако на практике эти формулы применять не приходится, так как коэффициенты при  $x$  и  $y$  входят в общие формулы (2. 25) и определяются как неизвестные постоянные пластинок по опорным звездам.

Собственные движения звезд учитываются для промежутка времени между датой снимка и эпохой наблюдения звезды, которая приводится в каталоге. Ошибки собственных движений нарастают вместе с разностью эпох и снижают точность результатов.

**§ 55. Дифференциальная рефракция.** Как известно, рефракция смещает светила к зениту на величину  $\rho = \zeta - z$ , где  $\zeta$  — истинное, а  $z$  — видимое зенитное расстояние светил, причем  $\zeta > z$ . Ограничиваясь третьей степенью тангенса зенитного расстояния, величину рефракции выражают рядом

$$\rho = \beta_1 \operatorname{tg} \zeta + \beta' \operatorname{tg}^3 \zeta + \dots,$$

где  $\beta_1$  и  $\beta'$  зависят от метеорологических условий. При  $p = 760$  мм ртутного столба и  $t = 0^\circ \text{C}$  для фотографических лучей ( $\lambda_{\text{эфф}} = 4320 \text{ \AA}$ )

$$\beta_1 = 61,24 = 0,0002969 \text{ и } \beta' = -0,091 = -4,412 \cdot 10^{-7}.$$

Отношение фотографической постоянной рефракции к визуальной равно 1,0155, так что коэффициент  $\beta_1 = 60,31$  при  $\lambda_{\text{эфф}} = 5753 \text{ \AA}$ .

Для перехода к другим значениям давления и температуры надо умножить стандартную рефракцию, т. е. величину  $\rho$ , на множитель

$$\frac{273}{273 + t} \cdot \frac{p}{760}.$$

Для упрощения обозначим  $\beta = \beta_1 + \beta' \operatorname{tg}^2 \zeta$ . Тогда  $\rho = \beta \operatorname{tg} \zeta$ , где  $\beta$  будем называть *коэффициентом рефракции*.

Для вывода формул дифференциальной рефракции мы воспользуемся весьма наглядным геометрическим методом Тернера, опубликованным в 1897 г., который был уточнен С. Н. Блажко (1954 г.). Мы, однако, дадим более точные формулы и несколько иной, более обоснованный вывод. На рис. 153 по направлениям  $CS$  и  $CZ$  проектируются из центра  $C$  сферы звезда и зенит места наблюдения на плоскость пластинки, касательную к небесной сфере в точке  $O'$ . Направления  $CO'$  и  $CS$  считаем не искаженными рефракцией. Представим систему *азимутальных тангенциальных координат* на пластинке с началом в оптическом центре  $O'$ , в которой положение объекта  $S$  определяется координатами  $U$  и  $V$ , причем  $U$  направлена с запада на восток, а  $V$  — к зениту. Вследствие рефракции звезда окажется смещенной к зениту и спроектируется на пластинке в точку  $S'$  с координатами  $u'$  и  $v'$ . Координаты проекции зенита  $Z$  будут  $U_0 = 0$  и  $V_0 = \operatorname{tg} \zeta_0$ , где  $\zeta_0 = \angle ZCO'$  — истинное зенитное расстояние оптического центра  $O'$ . Отрезок  $SS'$ , выражающий влияние полной рефракции на изображение звезды на пластинке, будет иметь составляющие по осям координат  $U-u'$  и  $V-v'$ . Нетрудно видеть, что

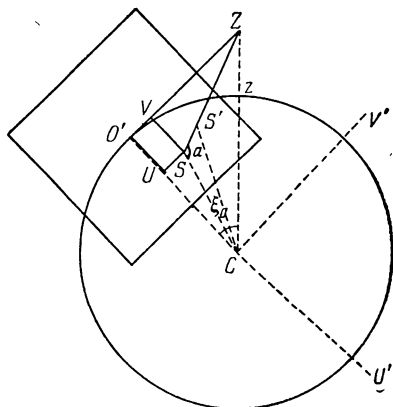


Рис. 153.

$$\frac{U-u'}{SS'} = \frac{U}{SZ} \quad \text{и} \quad \frac{V-v'}{SS'} = \frac{V-V_0}{SZ},$$

откуда

$$U-u' = U \frac{SS'}{SZ} \quad \text{и} \quad V-v' = (V-V_0) \frac{SS'}{SZ}. \quad (2.27)$$

Отношение  $SS'/SZ$  найдем из треугольников  $SCS'$  и  $SCZ$ , в которых углы при  $C$  соответственно равны  $\zeta - z = \beta \operatorname{tg} \zeta$  и  $\zeta$ . Обозначим буквой  $a$  угол  $ZSC$ . Тогда

$$\frac{SS'}{CS'} = \frac{\sin(\beta \operatorname{tg} \zeta)}{\sin a} \quad \text{и} \quad \frac{SZ}{CZ} = \frac{\sin \zeta}{\sin a},$$

откуда

$$\frac{SS'}{SZ} = \frac{\sin(\beta \operatorname{tg} \zeta)}{\sin \zeta} \frac{CS'}{CZ}. \quad (2.28)$$

В полученном равенстве можно заменить  $\sin(\beta \operatorname{tg} \zeta)$  на угол  $\beta \operatorname{tg} \zeta$ , т. е. пренебречь величиной  $\beta^3$ . Кроме того, заменяем  $CS'$  на  $CS$ , так как они отличаются на величину порядка  $\beta$ , а после умножения на первую дробь получим различие порядка  $\beta^2$ . Заметим еще, что угол  $a$  всегда близок к  $90^\circ$ . Поэтому можно без потери нужной точности написать

$$\frac{SS'}{SZ} = \frac{\beta}{\cos \zeta} \frac{CS}{CZ}. \quad (2.29)$$

Принимая радиус сферы за единицу, расстояния  $CS$  и  $CZ$  находим из прямоугольных треугольников  $O'CS$  и  $O'CZ$ :

$$CS = \sqrt{1 + U^2 + V^2} \quad \text{и} \quad CZ = \sqrt{1 + V_0^2} = \sec \zeta_0.$$

Чтобы найти  $\cos \zeta$ , т. е. косинус угла между направлениями  $CS$  и  $CZ$ , найдем сначала косинусы  $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$  и  $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2$  углов этих направлений с осями  $CO, CU' \parallel O'U$  и  $CV' \parallel O'V$ . Нетрудно видеть, что

$$\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{1+U^2+V^2}}; \quad \beta_1 = \frac{U}{\sqrt{1+U^2+V^2}}; \quad \gamma_1 = \frac{V}{\sqrt{1+U^2+V^2}};$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{1+V_0^2}}; \quad \beta_2 = 0; \quad \gamma_2 = \frac{V_0}{\sqrt{1+V_0^2}}.$$

Тогда

$$\cos \zeta = \alpha_1 \alpha_2 + \beta_1 \beta_2 + \gamma_1 \gamma_2 = \frac{1 + VV_0}{\sqrt{1+U^2+V^2} \cdot \sqrt{1+V_0^2}}.$$

Подставив найденное выражение в равенство (2. 29), получим

$$\frac{SS'}{SZ} = \beta \frac{1+U^2+V^2}{1+VV_0},$$

и равенства (2. 27) примут такой вид:

$$\left. \begin{aligned} U - u' &= U\beta \frac{1+U^2+V^2}{1+VV_0}, \\ V - v' &= (V - V_0)\beta \frac{1+U^2+V^2}{1+VV_0}. \end{aligned} \right\} \quad (2. 30)$$

Для каждой точки пластинки коэффициент рефракции  $\beta$  имеет свое значение, так как он зависит от зенитного расстояния. Можно привести эти различные коэффициенты к одному  $\beta_0$ , относящемуся к оптическому центру, используя равенства

$$\beta = \beta_1 + \beta' \operatorname{tg}^2 \zeta, \quad \beta_0 = \beta_1 + \beta' \operatorname{tg}^2 \zeta_0.$$

Тогда

$$\beta = \beta_0 + \beta' (\operatorname{tg}^2 \zeta - \operatorname{tg}^2 \zeta_0) = \beta_0 + \beta' \left[ \frac{(1+U^2+V^2)(1+V_0^2)}{(1+VV_0)^2} - (1+V_0^2) \right],$$

откуда

$$\beta = \beta_0 + \beta' (1+V_0^2) \left( \frac{1+U^2+V^2}{(1+VV_0)^2} - 1 \right).$$

Подставив полученное выражение в формулу (2. 29), получим

$$\left. \begin{aligned} U - u' &= \beta_0 U \frac{1+U^2+V^2}{1+VV_0} + \beta' U \sec^2 \zeta_0 \frac{1+U^2+V^2}{1+VV_0} \left[ \frac{1+U^2+V^2}{(1+VV_0)^2} - 1 \right], \\ V - v' &= \beta_0 (V - V_0) \frac{1+U^2+V^2}{1+VV_0} + \\ &+ \beta' (V - V_0) \sec^2 \zeta_0 \frac{1+U^2+V^2}{1+VV_0} \left[ \frac{1+U^2+V^2}{(1+VV_0)^2} - 1 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2. 31)$$

Как видно, формулы (2. 31) содержат совершенно одинаковые выражения по обеим координатам, умноженные соответственно на  $U$  и на  $(V - V_0)$ . В этих выражениях встречаются лишь две функции тангенциальных координат:  $1+U^2+V^2$  и  $1+VV_0$ .

Так как на фотографии нас интересуют относительные положения светил, то от полной рефракции нужно перейти к дифференциальной. Оптический центр  $O'$  тоже смещен рефракцией на угол  $\beta_0 \operatorname{tg} \zeta_0 = \beta_0 V_0$ , и реальная пластинка касается небесной сферы в точке  $O$  ближе к зениту. Новая система азимутальных координат  $u, v$  наклонена к прежней системе  $u', v'$  на угол  $\beta_0 V_0$  и свя-

зана с ней дробно-линейной зависимостью согласно формулам (2. 11) связи двух тангенциальных систем:

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{u'}{\cos(\beta_0 V_0) + v' \sin(\beta_0 V_0)}, \\ v &= \frac{v' \cos(\beta_0 V_0) - \sin(\beta_0 V_0)}{\cos(\beta_0 V_0) + v' \sin(\beta_0 V_0)}. \end{aligned} \right\} \quad (2. 32)$$

Разлагая правые части этих равенств в ряды, сохраним лишь члены первого порядка относительно  $\beta_0$ . Разности  $u-u'$  и  $v-v'$  выразятся через квадратичные члены координат  $u'$ ,  $v'$  и потому эти координаты можно заменить на  $U$ ,  $V$ , сохраняя опять лишь члены первого порядка относительно  $\beta_0$ , как видно из формул (2. 31). Таким образом, получим

$$\left. \begin{aligned} u - u' &= -UV\beta_0 V_0, \\ v - v' &= -\beta_0 V_0 - V^2\beta_0 V_0. \end{aligned} \right\} \quad (2. 33)$$

Чтобы найти выражения  $U-u$  и  $V-v$ , вычтем равенства (2. 33) из уравнений (2. 31). Тогда после сокращения одинаковых членов получим

$$\left. \begin{aligned} U - u &= \beta_0 U + \beta_0 U \frac{U^2 + V^2 + V^2 V_0^2}{1 + V V_0} + \text{члены с } \beta', \\ V - v &= \beta_0 V (1 + V_0^2) + \beta_0 (V - V_0) \frac{U^2 + V^2 + V^2 V_0^2}{1 + V V_0} + \text{члены с } \beta'. \end{aligned} \right\} \quad (2. 34)$$

Так как обычно все измерения и вычисления проводятся в системе экваториальных координат, то нам остается преобразовать азимутальные прямоугольные координаты в экваториальные, воспользовавшись соотношениями

$$\left. \begin{aligned} X &= U \cos \chi + V \sin \chi; & Y &= V \cos \chi - U \sin \chi; \\ x &= u \cos q + v \sin q; & y &= v \cos q - u \sin q; \\ U &= X \cos \chi - Y \sin \chi; & V &= X \sin \chi + Y \cos \chi; \\ & & U^2 + V^2 &= X^2 + Y^2. \end{aligned} \right\} \quad (2. 35)$$

Здесь  $X$ ,  $Y$  — тангенциальные экваториальные координаты с началом в оптическом центре  $O'$ , а  $\chi$  — параллактический угол, определяемый из полярного треугольника зенит — полюс — оптический центр по заданным экваториальным координатам оптического центра, широте места наблюдения и середине времени выдержки. Система  $x$ ,  $y$  — также тангенциальная экваториальная система, но искаженная рефракцией, с началом в точке  $O$  и повернутая относительно системы  $u$ ,  $v$  на параллактический угол  $q$ , который отличается от угла  $\chi$ , не искаженного рефракцией, на малый угол  $\varepsilon$ , так что  $q = \chi + \varepsilon$ . Следовательно, система  $x$ ,  $y$ , ориентированная на полюс мира  $P$ , не смещенный рефракцией, не есть система измеренных координат, которая, как выше было сказано, может быть и косоугольной и ориентирована в измерительном приборе иным образом.

Чтобы найти связь между параллактическими углами  $\chi$  и  $q$ , применим известную формулу к треугольнику  $POO'$  (рис. 154):

$$-\operatorname{ctg} q \sin \chi = -\frac{1 - \operatorname{tg} \chi \operatorname{tg} \varepsilon}{\operatorname{tg} \chi + \operatorname{tg} \varepsilon} \sin \chi = \operatorname{tg} D \sin(\beta_0 V_0) - \cos \chi \cos(\beta_0 V_0).$$

Пренебрегая вторыми и третьими степенями  $\varepsilon$  и  $\beta_0 V_0$ , имеем

$$(\varepsilon \operatorname{tg} \chi - 1) \sin \chi = \operatorname{tg} D \operatorname{tg} \chi \beta_0 V_0 - \sin \chi - \varepsilon \cos \chi,$$

откуда после умножения всего уравнения на  $\cos \chi$  и сокращения получаем

$$\varepsilon = \beta_0 V_0 \operatorname{tg} D \sin \chi. \quad (2.36)$$

Используя формулы (2.35), составляем разности

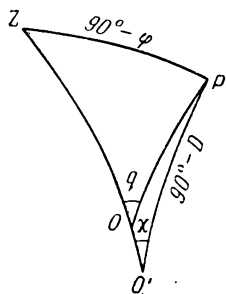


Рис. 154.

$$\begin{aligned} X - x &= U \cos \chi - u \cos (\chi + \varepsilon) + V \sin \chi - v \sin (\chi + \varepsilon), \\ Y - y &= V \cos \chi - v \cos (\chi + \varepsilon) - U \sin \chi + u \sin (\chi + \varepsilon). \end{aligned}$$

Подставляя, из-за малости угла  $\varepsilon$ ,

$$\begin{aligned} \sin (\chi + \varepsilon) &= \sin \chi + \cos \chi \cdot \varepsilon, \\ \cos (\chi + \varepsilon) &= \cos \chi - \sin \chi \cdot \varepsilon, \end{aligned}$$

получим

$$\begin{aligned} X - x &= (U - u) \cos \chi + (V - v) \sin \chi + (u \sin \chi - v \cos \chi) \varepsilon, \\ Y - y &= (V - v) \cos \chi - (U - u) \sin \chi + (v \sin \chi + u \cos \chi) \varepsilon. \end{aligned}$$

Выражения в скобках перед  $\varepsilon$  можно приравнять соответственно  $-Y$  и  $+X$ , так как до членов второго порядка  $\beta_0$  можно  $u, v$  заменить на  $U, V$ . Значения  $U - u$  и  $V - v$  даны в формулах (2.34), в которых  $U, V$  заменим на  $X, Y$  из формул (2.35). Значение  $\varepsilon$  внесем из формулы (2.36). Тогда получим окончательные выражения влияния дифференциальной рефракции в функции экваториальных тангенциальных координат:

$$\left. \begin{aligned} X - x &= \beta_0 [k_3 X + k_1 (k_2 - \operatorname{tg} D) Y] + \\ &+ \beta_0 \frac{k_3 X^2 + k_4 Y^2 + 2k_1 k_2 XY}{1 + k_1 X + k_2 Y} (X - k_1) - \\ &- \beta' \frac{(1 + k_1^2 + k_2^2)(1 + X^2 + Y^2)}{1 + k_1 X + k_2 Y} \left[ 1 - \frac{1 + X^2 + Y^2}{(1 + k_1 X + k_2 Y)^2} \right] (X - k_1), \\ Y - y &= \beta_0 [k_1 (k_2 + \operatorname{tg} D) X + k_4 Y] + \\ &+ \beta_0 \frac{k_3 X^2 + k_4 Y^2 + 2k_1 k_2 XY}{1 + k_1 X + k_2 Y} (Y - k_2) - \\ &- \beta' \frac{(1 + k_1^2 + k_2^2)(1 + X^2 + Y^2)}{1 + k_1 X + k_2 Y} \left[ 1 - \frac{1 + X^2 + Y^2}{(1 + k_1 X + k_2 Y)^2} \right] (Y - k_2). \end{aligned} \right\} \quad (2.37)$$

Здесь  $k_1 = \operatorname{tg} \zeta_0 \sin \chi$ ,  $k_2 = \operatorname{tg} \zeta_0 \cos \chi$ ,  $k_3 = 1 + k_1^2$ ,  $k_4 = 1 + k_2^2$  определяются из полярного треугольника.

Формулы (2.37) — точные даже для больших полей и больших зенитных расстояний. Опущенные члены с  $\beta_0^2$  даже для поля  $12^\circ \times 12^\circ$  и зенитного расстояния  $75^\circ$  не превышают  $0'',02$  на краю пластинки. Для огромного большинства случаев, однако, вполне достаточно формул, в которых ограничиваются лишь первыми и вторыми степенями координат при  $\beta_0$  и только первыми степенями при  $\beta'$ . С помощью простых преобразований получим

$$\left. \begin{aligned} X - x &= \beta_0 [k_3 X + k_1 (k_2 - \operatorname{tg} D) Y] - \beta_0 [k_1 k_3 X^2 + 2k_1^2 k_2 XY + \\ &+ k_1 k_4 Y^2] + 2\beta' (1 + k_1^2 + k_2^2) k_1 (k_1 X + k_2 Y), \\ Y - y &= \beta_0 [k_1 (k_2 + \operatorname{tg} D) X + k_4 Y] - \beta_0 [k_2 k_3 X^2 + 2k_1 k_2^2 XY + \\ &+ k_2 k_4 Y^2] + 2\beta' (1 + k_1^2 + k_2^2) k_2 (k_1 X + k_2 Y). \end{aligned} \right\} \quad (2.38)$$

Заметим, что члены второго порядка и член при  $\beta'$  для координаты  $Y$  получается из соответствующих выражений для координаты  $X$  умножением по-



следних на  $k_2/k_1 = \text{ctg} \chi$ . Члены первого порядка при  $\beta_0$  и  $\beta'$  войдут в общие выражения линейных зависимостей между тангенциальными и измеренными координатами в постоянные пластинки (см. формулу (2. 25)). Члены второго порядка можно вычислить отдельно по тангенциальным координатам звезд и эти небольшие поправки прибавить к тангенциальным координатам, уравняв их с измеренными координатами, искаженными нелинейными членами рефракции. После нахождения по линейным формулам шести постоянных пластинки мы получаем тангенциальные координаты определяемых объектов, но в них присутствуют члены второго порядка рефракции, которые надо исключить по тем же формулам (2. 38).

Не принятые нами во внимание члены с  $\beta_0^2$  учтены в формулах дифференциальной рефракции в работе М. П. Варина, Е. И. Крейнина и Х. И. Поттера (1968). Без членов с  $\beta_0^2$  их формулы в точности сходятся с нашими формулами (2. 37). Авторы дают также другие формулы, основанные на учете полной рефракции в системе горизонтальных координат для зенитных расстояний каждой звезды и оптического центра пластинки. Подобные вычисления возможны только при применении электронных счетных машин, гарантирующих высокую точность семизначных чисел. Иной способ учета рефракции при помощи векторных формул дан А. А. Киселевым и Т. П. Киселевой (1966 г.). В нем также применяется электронная счетная машина для обеспечения семизначных вычислений. Разложения в ряды формул дифференциальной рефракции до членов третьего порядка относительно координат были даны еще Цурхелленом (1904) и пересмотрены Гекманом (1932). Вывод этих формул приводится в книге Е. Я. Бугославской. Там же приведены таблички максимальных значений членов второго и третьего порядка относительно тангенциальных координат в зависимости от зенитных расстояний и поля пластинки. Из этих табличек видно, что для поля нормального астрографа члены второго порядка достигают  $0,1$  при зенитном расстоянии  $60^\circ$ , а членами третьего порядка можно вообще пренебречь. Для поля зонного астрографа второй порядок следует учитывать уже с зенитного расстояния  $30^\circ$ , а третий порядок с  $60^\circ$  на самом краю пластинки.

Для каталожных работ, когда для определения положений всех звезд на пластинке используются большие поля  $5^\circ \times 5^\circ$ ,  $6^\circ \times 6^\circ$  и даже  $10^\circ \times 10^\circ$  — наблюдения распределяются между несколькими обсерваториями по зонам склонений, чтобы зенитные расстояния центров пластинок не превышали  $50^\circ$ . Что касается одиночных объектов, то в таких случаях опорные звезды обычно выбираются вокруг объекта не далее  $1^\circ$  и даже ближе, что в значительной степени уменьшает влияние нелинейных порядков дифференциальной рефракции даже при зенитных расстояниях до  $75^\circ$ . Не надо при этом забывать, что при больших зенитных расстояниях рефракция может испытывать аномалии, и формулы, положенные в основу ее вычисления, перестают практически быть верными. Кроме того, изображения небесных светил на фотографиях оказываются при этом плохими и измеряются хуже.

**§ 56. Атмосферная дисперсия.** Луч света преломляется различно в разных длинах волн, и звезды, смещаясь земной атмосферой к зениту, растягиваются при этом в короткие спектры, удлиняющиеся с приближением к горизонту и обращенные коротковолновой частью к зениту. Это явление носит название *атмосферной дисперсии* или *хроматической рефракции*. Так как звезды разного цвета и спектрального класса имеют различную эффективную длину волны, то на фотографической пластинке, даже в сравнительно небольшом диапазоне активно действующих лучей, центры почернения изображений белых звезд будут больше смещены к зениту, чем изображения звезд поздних спектральных классов. Можно вычислить теоретически коэффициент рефракции для разных длин волн (определив показатель преломления воздуха)

и атмосферную дисперсию на  $100 \text{ \AA}$  в разных участках спектра при зенитном расстоянии  $45^\circ$ . Для визуальных лучей атмосферная дисперсия примерно в два раза меньше, чем для фотографической области спектра. Величина атмосферной дисперсии зависит не только от коэффициента преломления воздуха, но и от объектива астрографа, от сорта эмульсии, от цветовых и спектральных характеристик звезд и от их видимых величин. Поэтому определение ее для каждого телескопа осуществляется на практике в зависимости от конкретной программы наблюдений. Для рефлекторов влияние атмосферной дисперсии будет больше, чем для рефракторов, употребление светофильтров уменьшает ее и она оказывается больше для более ярких звезд, что является одним из источников уравнивания блеска.

Для определения атмосферной дисперсии был предложен метод фотографирования двойных звезд с компонентами, сильно отличающимися по своим цветовым или спектральным характеристикам, в разных часовых углах (метод Герцшпрунга). Другой метод, предложенный С. Н. Блажко, заключается в фотографировании полей звезд в верхней и нижней кульминациях.

Ориентировав пластинку в измерительном приборе по следу звезды (или иным способом), исправляем измеренные расстояния  $\Delta x$  и  $\Delta y$  между компонентами пары за влияние дифференциальной рефракции (см. § 74). Далее Герцшпрунг предлагает по вычисленным значениям параллактического угла  $\chi$  получить проекции измеренных расстояний на азимутальную систему координат  $\Delta A_0$  и  $\Delta z_0$ . Так как проекция на альмукантарат свободна от влияния рефракции, то из совокупности наблюдений получим по уравнениям

$$\Delta A_0 = \rho \sin (\theta - \chi)$$

величины  $\rho$  и  $\theta$ , т. е. расстояние и позиционный угол спутника относительно главной звезды. По этим значениям вычисляем для каждого  $\chi$  проекцию

$$\Delta z_\chi = \rho \cos (\theta - \chi),$$

свободную от атмосферной дисперсии. Тогда разности

$$\Delta z_0 - \Delta z_\chi = \Delta \beta \operatorname{tg} \chi$$

позволят получить искомый коэффициент  $\Delta \beta$ , относящийся к зенитному расстоянию  $45^\circ$ . Таким путем для пулковского 65-см рефрактора И. И. Канаев по двойной звезде  $\beta$  Суг получил  $\Delta \beta = 0'', 047 \pm 0'', 008$ . Разность эффективных длин волн для компонентов этой звезды равна  $128 \text{ \AA}$ . Для разности в  $100 \text{ \AA}$  (зависимость тут почти линейная) получим 0,037. Наблюдения велись с желтым светофильтром перед пластинкой.

Метод С. Н. Блажко был применен в Пулкове для нормального астрографа Ф. Ф. Булатовой-Калихевич. Избранные площадки Каптейна фотографировались в верхней и нижней кульминации. На снимках были измерены разности координат по склонению  $\Delta y_K$  для звезд одного спектрального класса, например, класса К. Эти измеренные разности можно с достаточной точностью представить линейной функцией координат  $x$ ,  $y$ :

$$\Delta y_K = ax_K + by_K + c.$$

При этом будут учтены линейные члены дифференциальной рефракции и абберации. Найдя по способу наименьших квадратов коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , применяют их для звезд других спектральных классов, например, спектрального класса А. Вычтя из измеренных разностей  $\Delta y_A$  этого класса звезд линейные члены  $ax_A + by_A + c$ , получим остаточные разности, среднее значение которых будет выражать влияние атмосферной дисперсии при разности зе-

нитных расстояний в верхней и нижней кульминации для разности эффективных длин волн звезд классов А—К. Искомый коэффициент атмосферной дисперсии, не зависящий от зенитного расстояния, найдется по формуле

$$\Delta\beta'' = \frac{[\Delta y_A - (ax_A + by_A + c)]M}{(\operatorname{tg} z \cos \chi)_n - (\operatorname{tg} z \cos \chi)_в},$$

где  $M$  — масштаб астрографа. Зенитные расстояния  $z$  и параллактические углы  $\chi$  относятся к центрам пластинок, а индексы «н» и «в» означают нижнюю и верхнюю кульминацию. Для наблюдений в меридиане  $\cos \chi = 1$ . Для нормального астрографа (несенсибилизированные пластинки) по звездам  $10^m 5$  фотографической величины и при разности в спектральных классах А—G6, Булатова-Калихевич нашла

$$\Delta\beta = 0,051 \pm 0,007,$$

причем был обнаружен заметный ход со звездной величиной. Так, для  $12^m 0$   $\Delta\beta = 0,040$ , а для  $8-9^m$   $\Delta\beta = 0,085$ . Н. М. Бронникова также для пулковского нормального астрографа получила по звездам классов А0—К2 (что соответствует  $\Delta\lambda = 114 \text{ \AA}$ ) и  $7,5$  фотографической величины  $\Delta\beta = 0,14 \pm 0,02$ .

Мы видим, что для сравнительно ярких звезд при довольно больших зенитных расстояниях надо учитывать влияние атмосферной дисперсии. Метод С. Н. Блажко можно применять не только при фотографировании в двух кульминациях, но и при разных часовых углах.

**§ 57. Дифференциальная аберрация.** Абберрация света смещает звезды к апексу движения Земли по орбите на величину

$$\sigma = \theta - \vartheta = k \sin \theta,$$

где  $\theta$  и  $\vartheta$  — истинное и видимое угловые расстояния звезды от апекса,  $k = 20,496$  — постоянная аберрации. Вывод формул для учета дифференциальной аберрации аналогичен выводу, который был дан в § 55 для дифференциальной рефракции. Так как постоянная аберрации в три раза меньше коэффициента рефракции и в основную зависимость входит синус вместо тангенса, то формулы оказываются проще и практически достаточно ограничиться членами первого и второго порядков относительно прямоугольных координат. Используя рис. 153 и заменяя на нем зенит  $Z$  апексом  $A$ , можно написать формулу (2. 28) в следующем виде:

$$\frac{SS'}{SA} = \frac{\sin(k \sin \theta)}{\sin \theta} \cdot \frac{CS'}{CA} = k \frac{CS}{CA} = k \sqrt{1 + U^2 + V^2} \cdot \cos \theta_0,$$

где через  $U$ ,  $V$  обозначены прямоугольные координаты, ориентированные на апекс. Далее,

$$\begin{aligned} U - u' &= Uk \sqrt{1 + U^2 + V^2} \cdot \cos \theta_0, \\ V - v' &= (V - V_0) k \sqrt{1 + U^2 + V^2} \cdot \cos \theta_0, \end{aligned}$$

где  $V_0 = \operatorname{tg} \theta_0$ . Ограничиваясь членами второго порядка, имеем

$$\sqrt{1 + U^2 + V^2} = 1 + \frac{1}{2} (U^2 + V^2),$$

и тогда

$$\begin{aligned} U - u' &= Uk \cos \theta_0, \\ V - v' &= Vk \cos \theta_0 - \left[ 1 + \frac{1}{2} (U^2 + V^2) \right] k \sin \theta_0. \end{aligned}$$

Так как оптический центр тоже смещен аберрацией к апексу, то, как и в случае рефракции, введя новую систему координат  $u, v$ , имеем

$$\begin{aligned} u - u' &= -UVk \sin \theta_0, \\ v - v' &= -(1 + V^2)k \sin \theta_0. \end{aligned}$$

Вычтя эти уравнения из предыдущих, получим

$$\begin{aligned} U - u &= Uk \cos \theta_0 + UVk \sin \theta_0, \\ V - v &= Vk \cos \theta_0 - \frac{1}{2}(U^2 - V^2)k \sin \theta_0. \end{aligned}$$

Следуя выводу дифференциальной рефракции и замечая, что теперь малый угол  $\epsilon = k \sin \theta_0 \operatorname{tg} D \sin \psi$ , где  $D$  — склонение не смещенного оптического центра, а  $\psi$  — параллактический угол, получим в системе экваториальных прямоугольных координат  $X, Y$  и  $x, y$  окончательные формулы:

$$\left. \begin{aligned} X - x &= k \cos \theta_0 X - k \sin \theta_0 \sin \psi \operatorname{tg} D \cdot Y + \\ &\quad + k \sin \theta_0 \cos \psi XY + \frac{1}{2} k \sin \theta_0 \sin \psi (X^2 - Y^2), \\ Y - y &= k \sin \theta_0 \sin \psi \operatorname{tg} DX + k \cos \theta_0 \cdot Y + \\ &\quad + k \sin \theta_0 \sin \psi \cdot XY - \frac{1}{2} k \sin \theta_0 \cos \psi (X^2 - Y^2). \end{aligned} \right\} \quad (2.39)$$

Введем обозначения для коэффициентов

$$Q = k \cos \theta_0, \quad R = k \sin \theta_0 \sin \psi, \quad S = k \sin \theta_0 \cos \psi.$$

Тогда формулы (2.39) можно переписать так:

$$\left. \begin{aligned} X - x &= QX - R \operatorname{tg} DY + SXY + \frac{1}{2} R (X^2 - Y^2), \\ Y - y &= R \operatorname{tg} DX + QY + RXY - \frac{1}{2} S (X^2 - Y^2). \end{aligned} \right\} \quad (2.39a)$$

Коэффициенты  $Q, R$  и  $S$  могут быть вычислены по эфемеридным данным из ежегодников:

$$\begin{aligned} Q &= -h \cos (H + A) \cos D + i \sin D, \\ R &= h \sin (H + A), \\ S &= h \cos (H + A) \sin D + i \cos D, \end{aligned}$$

где  $A$  — прямое восхождение оптического центра. На практике члены первого порядка отдельно не вычисляются, а включаются в общие линейные уравнения вида (2.25). Члены второго порядка дифференциальной аберрации обычно очень малы и принимаются во внимание только в редких случаях. В следующей табличке приводятся ориентировочные значения этих членов в зависимости от координаты  $X$  или  $Y$ :

|                          |       |       |       |       |       |
|--------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $X, Y$                   | 1°    | 2°    | 3°    | 4°    | 5°    |
| Члены второго<br>порядка | 0,006 | 0,025 | 0,056 | 0,100 | 0,156 |

§ 58. Влияние наклона пластинки к оптической оси. На практике мы никогда не знаем точно положение оптического центра на пластинке. Другими словами, мы не знаем, какому направлению в пространстве перпендикулярна пластинка. Экваториальные координаты оптического центра, которые мы задаем, относятся к какой-то фиктивной пластинке, обычно мало наклоненной

к нашей реальной пластинке. Пусть  $X', Y'$  будут тангенциальные координаты на нашей пластинке, оптический центр которой не известен, а  $X, Y$  — тангенциальные координаты на фиктивной пластинке с заданным оптическим центром. Известно, что связь между двумя системами тангенциальных координат выражается строгой математической зависимостью

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{\alpha_1 X' + \alpha_2 Y' + \alpha_3}{\gamma_1 X' + \gamma_2 Y' + \gamma_3}, \\ Y &= \frac{\beta_1 X' + \beta_2 Y' + \beta_3}{\gamma_1 X' + \gamma_2 Y' + \gamma_3}, \end{aligned} \right\} \quad (2.40)$$

где коэффициенты  $\alpha, \beta, \gamma$  являются косинусами углов между осями двух соответствующих систем пространственных координат (см. § 50). Левые части равенств (2.40) вычисляются по заданному оптическому центру и экваториальным координатам опорных звезд, а  $X', Y'$  связаны с измеренными координатами линейной зависимостью

$$\left. \begin{aligned} X' &= ax + by + c, \\ Y' &= dx + ey + f, \end{aligned} \right\} \quad (2.41)$$

где коэффициенты  $a, b, c, d, e, f$  учитывают разность ориентировок, масштаба и начал координат, члены первого порядка дифференциальной рефракции и аберрации. В случае необходимости члены второго и высших порядков вычисляются отдельно по соответствующим формулам, данным ранее.

Подставив выражения (2.41) в равенства (2.40), объединим члены при  $x$  и  $y$  и разделим числитель и знаменатель на свободный член  $\gamma_3 + \gamma_1 c + \gamma_2 f$  в знаменателе. Тогда получим

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{Ax + By + C}{Kx + Ly + 1}, \\ Y &= \frac{Dx + Ey + F}{Kx + Ly + 1}. \end{aligned} \right\} \quad (2.42)$$

Таким образом, в случае произвольного наклона пластинки к оптической оси связь между тангенциальными координатами на пластинке с заданным нами оптическим центром и измеренными координатами на реальной пластинке выражается дробно-линейной функцией.

На практике обычно имеется возможность выбрать оптический центр достаточно близко к реальному оптическому центру пластинки, а измеренные координаты близкими к значениям тангенциальных координат. Тогда, разлагая знаменатели формул (2.42) в ряды, оставляют лишь члены первого порядка и главные члены второго порядка вида  $-px^2 - qxy$  по координате  $x$  и вида  $-pxy - qy^2$  по координате  $y$ . При больших полях широкоугольных астрографов, когда заданные координаты не достаточно близки к реальному оптическому центру или когда приходится иметь дело с большим взаимным наклоном пластинок в некоторых задачах фотографической астрометрии, следует пользоваться строгими формулами (2.42), которые перепишем в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} X &= Ax + By + C - KXx - LXY, \\ Y &= Dx + Ey + F - KYx - LYy. \end{aligned} \right\} \quad (2.43)$$

Для определения восьми неизвестных коэффициентов нужно иметь минимум четыре опорные звезды. Эти формулы, как и формулы (2.41) с шестью неизвестными, годятся для любого числа определяемых объектов. Число опор-

ных звезд может быть также любым; тогда задача нахождения коэффициентов решается по способу наименьших квадратов. Так как в случае искомых тангенциальных координат объектов в правых частях равенств (2. 43) содержатся те же неизвестные координаты  $X$ ,  $Y$ , то задачу можно решить последовательными приближениями, отбросив сначала квадратичные члены. Но можно задачу решить и прямо, воспользовавшись формулами (2. 42). Электронные вычислительные машины легко и быстро решают такие простые для них уравнения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б л а ж к о С. Н., Курс сферической астрономии, изд. 2-е, Гостехиздат, 1954.
2. Б р о н н и к о в а Н. М., Изв. ГАО № 183, 1968.
3. Б у г о с л а в с к а я Е. Я., Фотографическая астрометрия, Гостехиздат, 1947.
4. Б у л а т о в а - К а л и х е в и ч Ф. Ф., АЖ 35, 893, 1958.
5. В а р и н М. П., К р е й н и н Е. И., П о т т е р Х. И., Изв. ГАО № 183, 1968.
6. Д е й ч А. Н., АЖ 42, 1114, 1965.
7. К а н а е в И. И., Изв. ГАО № 183, 1968.
8. К и с е л е в А. А., К и с е л е в а Т. П., Изв. ГАО № 179, 1966.
9. П л ю г и н Г. А., Изв. ГАО № 183, 1968.

## ГЛАВА XII

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ И СКЛОНЕНИЙ СВЕТИЛ

§ 59. Метод шести постоянных. Учет членов высших порядков. Как было сказано, фотографическим путем можно получить *относительные координаты светил по отношению к опорным звездам*, положения которых на небесной сфере уже известны. На практике обычно встречаются два случая решения данной задачи: 1) определение положения многих или всех звезд по всему полю пластинки, как это имеет место при каталожных работах, и 2) определение положения одиночного объекта, расположенного чаще всего в центре пластинки.

Разберем первый случай. Допустим, что требуется определить на зонном астрографе положения всех звезд до 10-й фотографической величины. На пластинке с полем в 25 кв. градусов таких звезд может оказаться свыше сотни. Среди них выбирают 15—20 опорных звезд, по возможности равномерно распределенных по пластинке с хорошо известными экваториальными координатами. Для каталожных работ высокой точности опорные звезды наблюдают на меридианных кругах в эпохи, близкие к эпохам снимков на астрографах, для ослабления влияния ошибок собственных движений. Вопрос о числе опорных звезд связан не только с размерами поля пластинки, но и с точностью их положений и видом уравнений связи между тангенциальными и измеренными координатами. Обычно употребляют линейную зависимость:

$$\left. \begin{aligned} X - x &= ax + by + c, \\ Y - y &= dx + ey + f, \end{aligned} \right\} \quad (2.44)$$

где шесть неизвестных *постоянных* пластинки  $a, b, c, d, e, f$  определяются по опорным звездам с известными  $\alpha, \delta$ . Затем для любой измеренной звезды находят по формулам (2.44) ее тангенциальные координаты  $X, Y$ , а потом по формулам § 51 экваториальные координаты. Для того чтобы постоянные были малыми величинами, пластинку ориентируют в измерительном приборе так, чтобы измеренные координаты близко совпали с тангенциальными, а влияние разности масштабов уменьшают соответствующим приведением к одной единице масштаба. Тогда значения координат в правых частях уравнений (2.44) можно брать приближенными, но разности  $X - x$  и  $Y - y$  нужно иметь со всей возможной точностью. Члены второго и высшего порядков дифференциальной рефракции, как ранее было сказано, вычисляются в случае необходимости отдельно. Вводят поправки за дисторсию объектива, а также поправки за атмосферную дисперсию и за хроматизм увеличения, если он замечен у объекта. Для исключения уравнения блеска употребляют дифракционную решетку перед объективом, при помощи которой получают «спутники» у изображений ярких звезд, ослабленные в определенном отношении. Об употреблении таких решеток будет сказано подробнее в главе о двойных звездах (см. § 74).

Таким образом, определение звездных положений и получение фотографических каталогов высокой точности — задача достаточно сложная. Приведем еще, что для больших полей, превышающих, вообще говоря,  $5^\circ \times 5^\circ$ , следует учитывать квадратичные члены, появляющиеся из-за наклона пластинки к оптической оси (см. § 58), так как в таких случаях нет уверенности в достаточно точном знании положения оптического центра. Для учета членов второго порядка, от каких бы причин они ни происходили, можно представить связь между измеренными и тангенциальными координатами в более общей форме:

$$\left. \begin{aligned} X - x &= ax + by + c + kx^2 + lxy + my^2, \\ Y - y &= dx + ey + f + rx^2 + sxy + ty^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.45)$$

Для определения неизвестных коэффициентов в этом случае нужно иметь значительное число опорных звезд. Например, Шлезингер на обсерватории Йельского университета (США) употреблял пластинки с полем  $10^\circ \times 14^\circ$ , где число опорных звезд доходило до 50. При этом он вводил в уравнения связи еще кубические члены эмпирического характера для учета возможной кривизны пластинок.

Как видно из формул (2.44) или (2.45), ошибка определения тангенциальных координат звезды (а следовательно, и экваториальных координат) зависит в первую очередь от ошибки ее измерения на пластинке, так как ошибки опорных звезд (как измерений, так и меридианных наблюдений) войдут в ошибки постоянных пластинки уменьшенными в отношении, грубо говоря, корня квадратного из числа опорных звезд. Поэтому их число должно быть таким, чтобы ошибки постоянных, умноженные на соответствующие координаты в формулах (2.44), были бы меньше ошибок измерений. Это относится к случайным ошибкам, так как систематические ошибки, особенно ошибки меридианных наблюдений, полностью войдут в фотографические положения звезд. Система фотографического каталога будет зависеть от системы меридианного каталога. Так как ошибка фотографического положения зависит, как видно из формул, от места звезды на пластинке, то каждую область неба фотографируют дважды, перекрывая пластинки так, чтобы угол одной пластинки попадал в середину другой. Вероятная ошибка положения звезды в фотографическом каталоге, обработанном со всей возможной точностью, равна  $\pm 0,10$ — $0,15$  по каждой координате.

Рассмотрим теперь задачу определения положения одиночного объекта. В этом случае число опорных звезд обычно равно 5—7. Они выбираются возможно симметричнее вокруг определяемого объекта и недалеко от него. Выбор опорных звезд, естественно, зависит от распределения их на небе, и может случиться, что конфигурация окажется несимметричной относительно объекта. Тогда придется увеличить число опорных звезд, если это возможно: Уравнения (2.44) решаются по способу наименьших квадратов, после чего найденные постоянные пластинки служат для определения координат искомого объекта. Члены второго порядка дифференциальной рефракции учитываются при больших зенитных расстояниях. Неперпендикулярность пластинки к оптической оси скажется при этом незначительно, так как опорные звезды близки к объекту. Но уравнение блеска может оказаться заметным вследствие большой разницы в видимых звездных величинах, например, при фотографировании яркой планеты. Особенности методики фотографирования различных объектов будут рассмотрены дальше.

При определении положения одиночного объекта постоянные пластинок нужны для получения координат только этого объекта, хотя они годны для всей площадки, ограниченной опорными звездами. Можно, однако, изменить ход решения задачи, не выводя значений постоянных в явном виде, а полу-



чить особые коэффициенты, с помощью которых вычислить положение искомого объекта. Такой метод решения получил название *метода Шлезингера* по имени астронома, который предложил его для определения звездных параллаксов в 1911 г., а в 1926 г. — для определения положений малых планет и комет. Иначе этот метод называется *методом зависимостей* (или методом «депенденсов» от английского слова dependences).

§ 60. Метод Шлезингера. В основе метода Шлезингера лежит способ шести постоянных, т. е. линейные соотношения между координатами. Пусть мы имеем линейные уравнения вида (2. 44) для трех опорных звезд и для определяемого объекта:

$$\begin{aligned} ax_1 + by_1 + c &= X_1 - x_1 = l_1, \\ ax_2 + by_2 + c &= X_2 - x_2 = l_2, \\ ax_3 + by_3 + c &= X_3 - x_3 = l_3, \\ ax_0 + by_0 + c &= X_0 - x_0 = l_0. \end{aligned}$$

Тогда, используя метод детерминантов, можно написать так:

$$X_0 = x_0 + \frac{\begin{vmatrix} l_1 & y_1 & 1 \\ l_2 & y_2 & 1 \\ l_3 & y_3 & 1 \end{vmatrix} x_0 + \begin{vmatrix} x_1 & l_1 & 1 \\ x_2 & l_2 & 1 \\ x_3 & l_3 & 1 \end{vmatrix} y_0 + \begin{vmatrix} x_1 & y_1 & l_1 \\ x_2 & y_2 & l_2 \\ x_3 & y_3 & l_3 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \\ x_3 & y_3 & 1 \end{vmatrix}}.$$

Преобразуем детерминанты числителя так, чтобы, разложив их по столбцам  $l_1, l_2, l_3$ , содержащим тангенциальные координаты, составить новые детерминанты, содержащие лишь измеренные координаты опорных звезд и определяемого объекта. Легко убедиться в том, что мы получим следующее выражение для искомой тангенциальной координаты  $X_0$ :

$$X_0 = x_0 + \frac{l_1 \begin{vmatrix} x_2 & y_2 & 1 \\ x_3 & y_3 & 1 \\ x_0 & y_0 & 1 \end{vmatrix} + l_2 \begin{vmatrix} x_3 & y_3 & 1 \\ x_0 & y_0 & 1 \\ x_1 & y_1 & 1 \end{vmatrix} + l_3 \begin{vmatrix} x_0 & y_0 & 1 \\ x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \\ x_3 & y_3 & 1 \end{vmatrix}}. \quad (2. 46)$$

Если обозначить отношения каждого детерминанта в числителе к детерминанту в знаменателе через  $D_i$ , то мы получим окончательную формулу:

$$X_0 = x_0 + \sum_{i=1}^3 D_i (X_i - x_i) \quad (2. 47')$$

и аналогично для другой координаты

$$Y_0 = y_0 + \sum_{i=1}^3 D_i (Y_i - y_i), \quad (2. 47'')$$

где  $D_i$  имеют те же значения.

Детерминант в знаменателе (детерминант системы) представляет удвоенную площадь треугольника с вершинами в опорных звездах (рис. 155), а детерминанты в числителе — удвоенные площади треугольников с одной

общей вершиной в определяемом объекте. Сумма площадей трех малых треугольников равна площади большого треугольника, а потому

$$D_1 + D_2 + D_3 = 1,$$

что может служить контролем вычислений  $D_i$ . Коэффициенты  $D_i$  называются *депенденсами* или *зависимостями*. Они являются как бы весами опорных звезд, входящих в уравнения (2. 47). Если опорные звезды выбраны совершенно симметрично вокруг определяемого объекта, т. е. площади трех малых треугольников равны между собой, то каждый депенденс равен  $1/3$  и каждая опорная звезда войдет с одинаковым весом. Если две опорные звезды лежат на прямой, проходящей через определяемый объект, то депенденс любой третьей звезды равен нулю, — она будет лишней в решении.

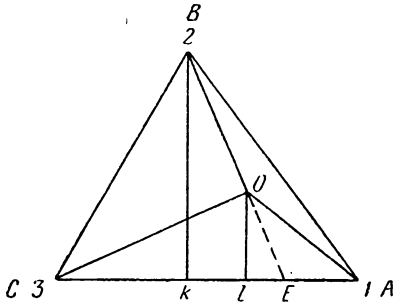


Рис. 155.

Отношение площадей треугольников для получения депенденсов можно заменить отношением отрезков, как это предложил сам Шлезингер. Например, для получения депенденса  $D_2$  продолжим отрезок  $OB$  до пересечения со стороной  $CA$  и обозначим точку пересечения буквой  $E$ . Далее опустим из точек  $B$  и  $O$  перпендикуляры  $Bk$  и  $Ol$  на сторону  $CA$ . Тогда

$$D_2 = \frac{\Delta COA}{\Delta CBA} = \frac{1/2 Ol \cdot CA}{1/2 Bk \cdot CA} = \frac{Ol}{Bk} = \frac{OE}{BE}.$$

Другие два депенденса могут быть найдены аналогичным образом.

Перейдем к общему случаю  $n$  опорных звезд. Для определения постоянных пластинки  $a, b, c$  имеем нормальные уравнения, составленные по способу наименьших квадратов:

$$\begin{aligned} a[xx] + b[xy] + c[x] &= [xl], \\ a[xy] + b[yy] + c[y] &= [yl], \\ a[x] + b[y] + nc &= [l], \end{aligned} \quad \begin{vmatrix} x_0 \\ y_0 \\ 1 \end{vmatrix} \quad (2. 48)$$

$$ax_0 + by_0 + c = l_0 = X_0 - x_0.$$

Тогда для определения объекта, как и в случае трех опорных звезд, имеем

$$X_0 = x_0 + \frac{\begin{vmatrix} [xl] & [xy] & [x] \\ [yl] & [yy] & [y] \\ [l] & [y] & n \end{vmatrix} x_0 + \begin{vmatrix} [xx] & [xl] & [x] \\ [xy] & [yl] & [y] \\ [x] & [l] & n \end{vmatrix} y_0 + \begin{vmatrix} [xx] & [xy] & [xl] \\ [xy] & [yy] & [yl] \\ [x] & [y] & [l] \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} [xx] & [xy] & [x] \\ [xy] & [yy] & [y] \\ [x] & [y] & n \end{vmatrix}}.$$

Разлагая каждый детерминант числителя по столбцам элементов, содержащих  $l_i$ , и комбинируя по-прежнему так, чтобы новые детерминанты содержали лишь измеренные координаты, получим

$$X_0 = x_0 + \frac{\begin{vmatrix} x_0 & [xy] & [x] \\ y_0 & [yy] & [y] \\ 1 & [y] & n \end{vmatrix} [xl] + \begin{vmatrix} [xx] & x_0 & [x] \\ [xy] & y_0 & [y] \\ [x] & 1 & n \end{vmatrix} [yl] + \begin{vmatrix} [xx] & [xy] & x_0 \\ [xy] & [yy] & y_0 \\ [x] & [y] & 1 \end{vmatrix} [l]}{\begin{vmatrix} [xx] & [xy] & [x] \\ [xy] & [yy] & [y] \\ [x] & [y] & n \end{vmatrix}}.$$

Из этого преобразования видно, что отношение детерминантов в числителе к детерминанту системы в знаменателе представляют теперь новые неизвестные  $P, Q, R$  вместо прежних  $a, b, c$  в нормальных уравнениях (2. 48), где свободные члены заменены на  $x_0, y_0, 1$ . Следовательно, можно написать

$$X_0 = x_0 + P[xl] + Q[y_l] + R[l].$$

Раскрывая суммы

$$\begin{aligned} [xl] &= x_1(X_1 - x_1) + x_2(X_2 - x_2) + \dots, \\ [y_l] &= y_1(X_1 - x_1) + y_2(X_2 - x_2) + \dots, \\ [l] &= (X_1 - x_1) + (X_2 - x_2) + \dots, \end{aligned}$$

образуем для каждой опорной звезды свой депенденс,

$$D_i = Px_i + Qy_i + R.$$

Умножив  $D_i$  на соответствующую разность  $(X_i - x_i)$  и составив сумму таких произведений, получим окончательные формулы Шлезингера для определения положения объекта по  $n$  опорным звездам:

$$X_0 = x_0 + \sum_{i=1}^n D_i(X_i - x_i) \quad (2. 49)$$

и аналогично по другой координате

$$Y_0 = y_0 + \sum_{i=1}^n D_i(Y_i - y_i). \quad (2. 49a)$$

В качестве контроля имеем

$$\sum_{i=1}^n D_i = 1,$$

что следует из последнего нормального уравнения (2. 48), в котором  $a, b, c$  заменены на  $P, Q, R$  и свободный член равен 1.

Заметим, что при линейном преобразовании координат, когда меняются масштаб, ориентировка осей и начало отсчета, взаимная конфигурация опорных звезд и определяемого объекта не меняется и потому депенденсы остаются прежними. Они инвариантны к такому преобразованию, что видно из уравнений (2. 49).

Решение по методу Шлезингера не дает возможности получить невязки условных уравнений, вычисляемые после подстановки постоянных  $a, b, c$ , так как неизвестные  $P, Q, R$  находят формально, не имея для них условных уравнений. Этот недостаток метода компенсируется тем, что депенденсы позволяют очень просто находить поправки к искомым координатам объекта. Действительно, для этого достаточно умножить на депенденсы поправки, соответствующие каждой опорной звезде, и сложить их. Поправки могут быть в виде собственных движений опорных звезд, ранее неизвестных или других каких-либо небольших изменений их координат, например, перевод на другую фундаментальную систему.

На практике часто решают две системы нормальных уравнений с  $a, b, c$  и с  $P, Q, R$ , что не представляет затруднений, особенно для электронных вычислительных машин, тем более, что коэффициенты при неизвестных одинаковы.

Для быстрых определений координат малых планет и комет, когда не требуется высокой точности, Шлезингер предложил формулы, где используются непосредственно экваториальные координаты опорных звезд. Ограни-

чившись членами второго порядка разложения в ряды (см. формулы (2. 22)), имеем

$$\sec D \cdot X = \Delta\alpha - \Delta\alpha\Delta\delta \operatorname{tg} D \sin 1',$$

$$Y = \Delta\delta + \frac{1}{4} \Delta\alpha^2 \sin 2D \sin 1',$$

где  $\Delta\alpha = \alpha - A$  и  $\Delta\delta = \delta - D$ . После подстановки в равенства (2. 47), в которых  $D_1X_1 + D_2X_2 + D_3X_3 = X_0$  и  $D_1Y_1 + D_2Y_2 + D_3Y_3 = Y_0$ , получаем

$$\Delta\alpha_0 = \alpha_0 - A = D_1\Delta\alpha_1 + D_2\Delta\alpha_2 + D_3\Delta\alpha_3 - (D_1R_1 + D_2R_2 + D_3R_3 - R_0) \operatorname{tg} D,$$

$$\Delta\delta_0 = \delta_0 - D = D_1\Delta\delta_1 + D_2\Delta\delta_2 + D_3\Delta\delta_3 + (D_1S_1 + D_2S_2 + D_3S_3 - S_0),$$

где введены обозначения

$$R = \Delta\alpha\Delta\delta \sin 1' \quad \text{и} \quad S = \frac{1}{4} \Delta\alpha^2 \sin 2D \sin 1'.$$

Для этих величин Шлезингер в 1926 г. опубликовал таблицы.

**§ 61. Метод четырех постоянных.** Определение положения объекта по двум опорным звездам. В § 53 было сказано, что связь между измеренными и тангенциальными координатами выражают иногда при помощи четырех постоянных пластинок:

$$X - x = ax + by + c, \quad Y - y = ay - bx + d. \quad (2.50)$$

При этом полагают, что масштаб по обеим координатам одинаков, система измеренных координат прямоугольна, а неортогональные члены дифференциальной рефракции первого порядка заранее учтены. Неортогональные составляющие рефракции, как нетрудно сообразить, по формулам (2. 38) имеют вид

$$\Delta_x = 2[\beta_0 + 2\beta'_x(1 + k_1^2 + k_2^2)]k_1k_2y,$$

$$\Delta_y = [\beta_0 + 2\beta'_y(1 + k_1^2 + k_2^2)](k_2^2 - k_1^2)y.$$

Эти ограничения несколько затрудняют применение метода, но зато постоянные пластинки получаются совместно по двум координатам при меньшем числе опорных звезд. В простейшем случае метод четырех постоянных требует двух опорных звезд. Было предложено много способов определения положения объекта по двум звездам. Они применяются в случаях нахождения положений малых планет, комет, искусственных спутников Земли, метеоров, когда важно сократить время измерений и обработки. При благоприятных условиях — высокой точности меридианного каталога, близкого к объекту, и симметричного расположения опорных звезд, и т. д. — даже две звезды могут дать хорошее по точности положение объекта.

Мы изложим метод А. Н. Дейча (1948 г.), основанный на методе четырех постоянных. Две опорные звезды и определяемый объект дают три уравнения вида (2. 50) по каждой координате. После вычитания первого равенства из второго и третьего получим

$$a(x_2 - x_1) + b(y_2 - y_1) = X_2 - X_1,$$

$$a(y_2 - y_1) - b(x_2 - x_1) = Y_2 - Y_1,$$

$$a(x_0 - x_1) + b(y_0 - y_1) = X_0 - X_1,$$

$$a(y_0 - y_1) - b(x_0 - x_1) = Y_0 - Y_1.$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$  найдем из первых двух уравнений, введя очевидные обозначения

$$a\Delta x + b\Delta y = \Delta X, \quad a\Delta y - b\Delta x = \Delta Y,$$

откуда

$$a = \frac{\Delta X \cdot \Delta x + \Delta Y \cdot \Delta y}{\Delta x^2 + \Delta y^2}, \quad b = \frac{\Delta X \cdot \Delta y - \Delta Y \cdot \Delta x}{\Delta x^2 + \Delta y^2}.$$

Подставив эти выражения в два уравнения с определяемым объектом и вынеся за скобки  $\Delta X$  и  $\Delta Y$ , получим

$$\left. \begin{aligned} X_0 - X_1 &= a_1 \Delta X + b_1 \Delta Y, \\ Y_0 - Y_1 &= a_1 \Delta Y - b_1 \Delta X, \end{aligned} \right\} \quad (2.51)$$

где

$$a_1 = \frac{\Delta x \Delta x_1 + \Delta y \Delta y_1}{\Delta x^2 + \Delta y^2} \quad \text{и} \quad b_1 = \frac{\Delta y \Delta x_1 - \Delta x \Delta y_1}{\Delta x^2 + \Delta y^2},$$

$$\Delta x_1 = x_0 - x_1 \quad \text{и} \quad \Delta y_1 = y_0 - y_1.$$

Коэффициенты  $a_1$  и  $b_1$  аналогичны таковым в методе Шлезингера и зависят только от измеренных координат. Применительно ко второй опорной звезде получим подобные же коэффициенты  $a_2$  и  $b_2$ . Легко видеть, что  $a_1 + a_2 = 1$  и  $b_1 + b_2 = 0$ . На практике стараются подобрать опорные звезды так, чтобы  $a_1$  было близко к  $1/2$ , а  $b_1 \leq 0,1$ . Нетрудно показать (рис. 156), что  $a_1$  и  $b_1$  имеют следующий геометрический смысл:

$$a_1 = \frac{m}{l} \quad \text{и} \quad b_1 = \frac{p}{l},$$

где

$$l = S_2 S_1 = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}, \quad p = AB, \quad m = BS_1,$$

причем  $A$  — определяемый объект и  $AB \perp S_2 S_1$ .

Пользуясь этой геометрической интерпретацией, можно получить значения коэффициентов  $a_1$  и  $b_1$  из измерений соответствующих отрезков, ориентируя пластинку в приборе подходящим образом.

Если объект находится на прямой, соединяющей обе опорные звезды, то  $b_1 = 0$ . Тогда отпадает оговорка относительно учета неортогональных членов рефракции. Эти члены, впрочем, малы, и при расстоянии между опорными звездами  $\leq 1^\circ$  и при  $b_1 \leq 0,1$  оказываются меньше  $1''$  даже при значительных зенитных расстояниях.

Для того чтобы использовать экваториальные координаты непосредственно, не превращая их в тангенциальные, применим формулы (2.22) разложения в ряды координат  $X$  и  $Y$  и подставим их выражения в уравнения (2.51). После преобразований, в которых оцениваются влияния членов второго и третьего порядков, мы получаем следующие формулы:

$$\begin{aligned} a_0 &= a_1 + a_1(\alpha_2 - \alpha_1)^s + b_1(\delta_2 - \delta_1)'' \frac{\sec D}{15} - a_1 a_2 (\alpha_2 - \alpha_1)^s (\delta_2 - \delta_1)'' \operatorname{tg} D \sin 1'' + \\ &+ b_1(\delta_2 - \delta_1)'' [\delta_1 + a_1(\delta_2 - \delta_1)'' - D] \frac{\sec D}{15} \operatorname{tg} D \sin 1'', \end{aligned}$$

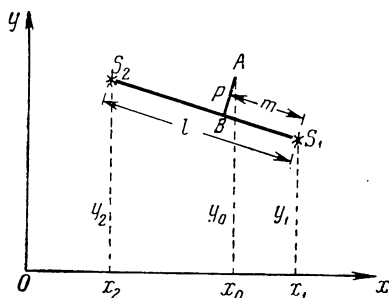


Рис. 156.

$$\begin{aligned}\delta_0 = \delta_1 + a_1 (\delta_2 - \delta_1)'' - b_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^s \cdot 15 \cos D + \\ + \frac{1}{4} a_1 a_2 [(\alpha_2 - \alpha_1)^s]^2 \sin 2D \cdot 15^2 \sin 1'' + \\ + b_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^s [\delta_2 - a_1 (\delta_2 - \delta_1) - D] \cdot 15 \cos D \operatorname{tg} D \sin 1''.\end{aligned}$$

Здесь, как и раньше,  $D$  — склонение оптического центра. Если вместо него взять среднее значение склонений опорных звезд, равное

$$\bar{\delta} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2},$$

то квадратичные члены при  $b_1$  исчезнут. Наконец, если объект будет лежать на прямой, соединяющей опорные звезды, то  $b_1$  станет равным нулю и формулы примут вид

$$\begin{aligned}\alpha_0 = \alpha_1 + a_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^s - a_1 a_2 (\alpha_2 - \alpha_1)^s (\delta_2 - \delta_1)' \operatorname{tg} \bar{\delta} \sin 1', \\ \delta_0 = \delta_1 + a_1 (\delta_2 - \delta_1)' + \frac{1}{64} a_1 a_2 [(\alpha_2 - \alpha_1)^s]^2 \sin 2\bar{\delta} \sin 1'.$$

Эти формулы могут быть применены для получения положений искусственных спутников Земли и метеоров, так как прямая, соединяющая две опорные звезды, всегда пройдет через след (пусть даже прерывистый) спутника или метеора. Если ограничиться ошибкой, не превышающей  $1''$ , то определяемый объект должен находиться не далее  $2^\circ,5$  от оптического центра, расстояние между опорными звездами не должно быть больше  $1^\circ$  и склонение  $\bar{\delta} \leq 80^\circ$ . Практически такие ограничения вполне возможны, особенно в отношении выбора опорных звезд. Если среднее склонение  $\bar{\delta}$  значительно отличается от действительного склонения оптического центра, т. е. когда мы меняем точку касания сферы

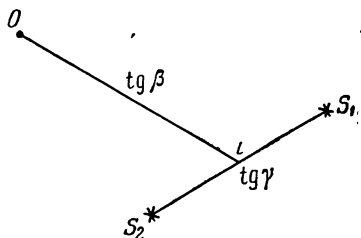


Рис. 157.

пластинкой, то отношение отрезков, характеризующее коэффициентом  $a_1$ , будет другим, и это надо учесть. Как показал А. Н. Дейч в 1958 г., новый коэффициент будет равен

$$a'_1 = a_1 + a_1 a_2 \operatorname{tg} \beta \cdot \operatorname{tg} \gamma \cdot \cos i,$$

где  $i$  — угол между направлениями из середины отрезка  $S_1S_2$  на звезду  $S_1$  и на оптический центр  $O$ , угол  $\beta$  соответствует углу наклона действительной пластинки к фиктивной, угол  $\gamma$  равен угловому расстоянию между опорными звездами (рис. 157). Тангенсы этих углов достаточно рассчитать по измерениям на пластинке соответствующих отрезков, разделив их потом на фокусное расстояние астрографа. Угол  $i$  измеряем при помощи транспортира. При  $\beta = 15^\circ$ ,  $\gamma = 5^\circ$ ,  $a_1 \cdot a_2 = 1/4$ , когда  $\cos i = 1$ , значение поправки к начальному коэффициенту  $a_1$  будет равно 0,0058. На практике оно вообще меньше, а когда прямая, соединяющая опорные звезды, перпендикулярна к направлению на оптический центр, то поправка равна нулю.

Из других способов определения положения искусственных спутников Земли по двум опорным звездам отметим способ А. А. Киселева, предложенный им в 1959 г. и применимый при любом склонении оптического центра. На практике, однако, применяют гораздо чаще более общие способы, основанные на методе Тернера шести постоянных или методе восьми постоянных, которые в настоящее время не представляют вычислительных трудностей вследствие применения электронных вычислительных машин при массовых

обработках. Но при небольшом количестве наблюдений, в случаях ручных вычислений, можно с успехом использовать измерения по двум опорным звездам.

**§ 62. Метод восьми постоянных.** Метод, основанный на проективном преобразовании. Как указывалось выше (§ 58), уравнения (2.43) вида

$$\begin{aligned} X &= Ax + By + C - KXx - LXY, \\ Y &= Dx + Ey + F - KYx - LYy \end{aligned}$$

применяются при произвольном наклоне пластинки к плоскости, касающейся небесной сферы в намеченном оптическом центре, относительно которого вычислены тангенциальные координаты  $X$ ,  $Y$ . Восемь неизвестных коэффициентов определяются из совокупного решения таких уравнений при любом числе опорных звезд, не меньше четырех, и при любом числе искомым объектов. Метод восьми постоянных легко программируется для вычислений на электронных счетных машинах. Он широко используется в случаях больших полей, когда надо учесть влияние ошибки наклона пластинки, а также при определении связи между пластинками, сильно наклоненными друг к другу.

С точки зрения проективной геометрии формулы (2.40) и вытекающие из них формулы (2.43) выражают коллинеарное соответствие точек двух плоскостей в декартовых координатах. Для частного случая четырех опорных звезд и одного определяемого объекта были предложены способы, основанные на использовании инвариантности двойного или иначе называемого

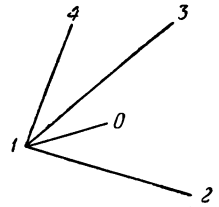


Рис. 158.

сложного отношения четырех отрезков прямых к равному ему двойного отношения четырех синусов соответствующих углов при проективном преобразовании. В 1931 г. Ван Гент опубликовал метод, основанный на использовании двойного отношения синусов углов, образуемых прямыми, исходящими из одной точки. Пусть на рис. 158 имеем объект  $O$  и вокруг него четыре опорные звезды  $1, 2, 3, 4$ . Проведем из точки  $1$  прямые ко всем другим точкам и напомним выражение двойного отношения синусов углов, образованных при вершине  $1$  этими прямыми:

$$\frac{\sin(314)}{\sin(312)} : \frac{\sin(014)}{\sin(012)} = I(4230). \quad (2.52)$$

Согласно Ван Генту это соотношение записывается в декартовых координатах измеренных на пластинке изображений звезд и объекта следующим образом:

$$I(4230) = \frac{\frac{y_3 - y_1}{x_3 - x_1} - \frac{y_4 - y_1}{x_4 - x_1}}{\frac{y_3 - y_1}{x_3 - x_1} - \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}} : \frac{\frac{y_0 - y_1}{x_0 - x_1} - \frac{y_4 - y_1}{x_4 - x_1}}{\frac{y_0 - y_1}{x_0 - x_1} - \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}}. \quad (2.53)$$

Докажем это. Отношения разностей координат в этом выражении являются угловыми коэффициентами соответствующих прямых:

$$\frac{y_3 - y_1}{x_3 - x_1} = k_3; \quad \frac{y_4 - y_1}{x_4 - x_1} = k_4, \quad \text{и т. д.}$$

Угол  $\theta$  между двумя прямыми связан с угловыми коэффициентами  $k$  и  $k'$  этих прямых уравнением

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{k - k'}{1 + kk'},$$

откуда

$$\begin{aligned} k - k' &= \operatorname{tg} \theta (1 + kk') = \sin \theta \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta} (1 + kk') = \\ &= \sin \theta \sqrt{(1 + k^2)(1 + k'^2)}. \end{aligned}$$

Следовательно, можно написать так:

$$\begin{aligned} k_3 - k_4 &= \sin \theta_{34} \sqrt{(1 + k_3^2)(1 + k_4^2)}, \\ k_3 - k_2 &= \sin \theta_{32} \sqrt{(1 + k_3^2)(1 + k_2^2)}, \\ k_0 - k_4 &= \sin \theta_{04} \sqrt{(1 + k_0^2)(1 + k_4^2)}, \\ k_0 - k_2 &= \sin \theta_{02} \sqrt{(1 + k_0^2)(1 + k_2^2)}. \end{aligned}$$

Если составить отношения этих разностей, то получим равенство, удовлетворяющее формуле (2. 52), что и требовалось доказать:

$$\frac{k_3 - k_4}{k_3 - k_2} \cdot \frac{k_0 - k_4}{k_0 - k_2} = \frac{\sin \theta_{34}}{\sin \theta_{32}} \cdot \frac{\sin \theta_{04}}{\sin \theta_{02}} = \frac{\sin (314)}{\sin (312)} \cdot \frac{\sin (014)}{\sin (012)}.$$

Чтобы решить задачу, нужно иметь еще одно двойное отношение типа (2. 53), например:

$$[2(1340)] = \frac{\frac{y_4 - y_2}{x_4 - x_2} - \frac{y_1 - y_2}{x_1 - x_2}}{\frac{y_4 - y_2}{x_4 - x_2} - \frac{y_3 - y_2}{x_3 - x_2}} \cdot \frac{\frac{y_0 - y_2}{x_0 - x_2} - \frac{y_1 - y_2}{x_1 - x_2}}{\frac{y_0 - y_2}{x_0 - x_2} - \frac{y_3 - y_2}{x_3 - x_2}}.$$

Вычисления облегчаются тем, что многие дроби повторяются и из 16 отношений разностей координат надо вычислять только 7. Найдя 1 (4230) и 2 (1340), мы в силу инвариантности этих отношений при наклоне друг к другу плоскостей в пучке проектируемых из центра сферы направлений приравняем найденные отношения соответствующим отношениям разностей тангенциальных координат четырех опорных звезд и искомого объекта, откуда находим  $X_0$  и  $Y_0$ .

Ван Гент предлагает вычислять тангенциальные координаты на плоскости, касающейся небесной сферы в полюсе мира. Тогда формулы (2. 14) упрощаются, и мы получим

$$X = \operatorname{ctg} \delta \cos \alpha, \quad Y = \operatorname{ctg} \delta \sin \alpha.$$

Если, в частном случае, центр пластинки окажется на экваторе, то тангенциальные координаты вычисляются на плоскости, касающейся точки весеннего равноденствия. Тогда формулы примут вид

$$X = \operatorname{tg} \alpha, \quad Y = \operatorname{tg} \delta \sec \alpha.$$

Иной вывод и другие формулы, основанные на том же принципе двойного отношения отрезков, предложил А. А. Киселев в 1965 г. В его способе тангенциальные координаты объекта получаются как сумма произведений координат четырех опорных звезд на их депенденсы. Последние вычисляются по формулам, куда входят значения площадей треугольников в разных комбинациях, образованных опорными звездами и объектом на пластинке.

В методе Ван Гента, как и в способе Киселева, четыре звезды не дают возможности получить невязки и ошибки, так как нет избыточного числа исходных уравнений. Чтобы судить об ошибках результата, нужно иметь по крайней мере две четверки опорных звезд. Способы шести и восьми постоянных, как было сказано, решают задачу по неограниченному числу опорных звезд и для любого числа определяемых объектов.



**§ 63. Фотографические наблюдения малых планет и комет.** Малую планету или комету можно обнаружить на снимке по ее следу в виде короткой черты среди круглых изображений звезд. Увеличение выдержки позволяет получить более слабые объекты лишь до известного предела, так как накапливание световой энергии от движущегося объекта возможно для каждой точки эмульсии лишь ограниченное время. Оно зависит от фокусного расстояния объектива и от чувствительности эмульсии. Например, приняв среднесуточное движение малых планет вблизи оппозиции равным  $12'$  по прямому восхождению и близким к нулю по склонению, а диаметр кружка предельного изображения звезды  $30 \text{ мк}$  получим, что для камеры с фокусным расстоянием  $0,6 \text{ м}$  диаметр кружка в угловой мере будет  $12''$  и изображение планеты не растянется в течение 24 минут. За это время можно получить звезды до  $13^m$ . Для обнаружения более слабых астероидов или комет передвигают трубу вслед за ними, рассчитав предварительно скорость и направление их движений по эфемериде или по предыдущим наблюдениям. Изображения звезд при этом получают черточками, что несколько снижает точность измерений. Зато выдержку можно увеличить и получить фотографии слабых движущихся объектов. На негативе, полученном при помощи широкоугольной камеры, находят обычно несколько изображений малых планет, которые не все выходят круглыми, так как их движения вообще не одинаковы. Чтобы отлечить изображения астероидов, а тем более комет, от дефектов пластинки, употребляют двойные камеры, оптические оси которых параллельны. Пару одновременно снятых пластинок просматривают затем на блинк-компараторе.

Фотографирование ярких комет производят, следя за ними в ведущую трубу. При продолжительных выдержках можно получить хороший снимок хвоста кометы. Короткие выдержки позволяют получить резкие изображения ядра кометы, которые служат для точных определений их координат. При этом выгодно делать три короткие выдержки, ведя по звезде и переставляя при закрытом затворе трубу по склонению. Тогда изображения звезд и объекта получаются достаточно круглыми, причем фотографии объекта располагаются косо одна под другой вследствие его движения относительно звезд, и его легко найти на снимке. В Пулковке такой способ фотографирования малых планет применялся с 1926 г. на нормальном астрографе, причем при четырехминутной выдержке получились малые планеты до  $13^m$ .

Число малых планет, эфемериды которых вблизи оппозиции ежегодно издаются Институтом теоретической астрономии АН СССР в Ленинграде, превышает к настоящему времени 1750. Звездная величина их доходит до  $17-18^m$ . По предложению этого института на советских и зарубежных обсерваториях определялись точные положения десяти ярких малых планет с целью улучшения ориентировки системы координат нового фундаментального каталога слабых звезд (ФКСЗ). Наблюдения велись несколько лет подряд три месяца до и три месяца после оппозиции в каждом году. В Пулковской обсерватории было измерено свыше 1500 пластинок, итоги наблюдений опубликованы в «Известиях ГАО».

**§ 64. Фотографические наблюдения больших планет и Луны.** Крайние планеты Солнечной системы Уран, Нептун и Плутон получают на фотографиях в виде звездообразных объектов, измерения которых не представляют затруднений. Единственно, о чем надо позаботиться, — это об исключении уравнивания блеска. Так, для Плутона, звездная величина которого около  $15^m$ , применялась решетка перед объективом, дающая для опорных звезд дифракционные спутники, ослабленные по сравнению с их центральным изображением на несколько величин. На Пулковской обсерватории Плутон фотографировали на нормальном астрографе с самого года откры-

тия (1930), и наблюдения его продолжают систематически. Большой ряд наблюдений Плутона измерен и обработан в Пулкове В. В. Лавдовским.

Планеты Юпитер, Сатурн, Венера и Марс очень яркие, их изображения приходится ослаблять при помощи светофильтров, устанавливаемых перед фотопластинкой. Сравнительно короткие выдержки позволяют получать не растянутые изображения ярких планет, за исключением Марса и особенно Венеры, которые на более длиннофокусных астрографах сдвигаются за время экспозиции. Для компенсации этого сдвига в Пулкове была сконструирована специальная кассета по типу лунной кассеты Марковица, в которой светофильтр во время выдержки поворачивается в нужном направлении и с надлежащей скоростью, тем самым «останавливая» движение изображения Венеры по пластинке. Другая трудность определения точных положений Марса и Венеры состоит в правильном учете влияния фазы планеты. Даже на снимках, полученных при помощи короткофокусных астрографов, на которых изображение Марса почти неотличимо от звездных изображений, фотометрический центр изображения планеты из-за эффекта фазы оказывался смещенным относительно действительного его центра. Эффект фазы Марса был изучен Т. П. Киселевой в Пулкове, для чего использовался освещаемый сбоку металлический шарик, имитирующий планету. Шарик был установлен на куполе 26" рефрактора на расстоянии примерно 200 м от башни короткофокусного астрографа АКД, с помощью которого производились снимки как шарика, так и Марса. Оказалось, что наблюдаемый эффект соответствует закону зеркального отражения

$$\frac{\Delta\xi}{\rho} = \sin \frac{\theta}{2},$$

где левая часть равенства — измеренное смещение фотографического изображения вследствие изменения фазы, выраженное в долях радиуса  $\rho$  планеты, а  $\theta$  — угол фазы. Однако для Венеры и при использовании других инструментов закон отражения может оказаться иным.

Фотографии планет, полученные на длиннофокусных астрографах, могут быть измерены по дуге освещенного края планеты и тогда ее положение определится как центр соответствующей этой дуге окружности. Но вид измеряемой дуги может отличаться от дуги окружности вследствие фотометрических эффектов при неравномерной освещенности Венеры по ее краю, явления фотографической иррадиации и т. п. Вопрос о правильном учете эффекта фазы нуждается в дальнейшем изучении. Можно рекомендовать сравнение наблюдаемых положений Венеры и Марса с эфемеридными данными на протяжении пути их движения до и после соединения с Солнцем или противостояния. Тогда изменение поправок к эфемериде позволит судить о влиянии фазы на положения планет.

При позиционных фотографических наблюдениях Луны возникают специфические трудности. Быстрое ее движение среди звезд должно компенсироваться по величине и направлению вращением светофильтра в камере Марковица. В такой камере, изготовленной в мастерских Пулковской обсерватории, вращение светофильтра происходит по закону, соответствующему выражению (2.8). При этом светофильтр ослабляет яркость света Луны, но даже при коротких выдержках пластинки вуалируются фоном освещенного неба, и точность измерений звезд понижается. Геометрический центр Луны определяется по измерениям координат многих точек на ее краю, освещенном Солнцем. При этом приходится вводить по картам Луны поправки за неровности лунного края. Здесь также возможны ошибки фотометрического порядка из-за неравномерной освещенности Луны и неточности учета либрации. Работы, в которых для определения положения Луны использовались лунные кратеры, расположенные вблизи центра диска нашего спутника,

дали обнадеживающие результаты, которые могут конкурировать с данными измерений лунного края. С позиционными наблюдениями Луны связано решение многих задач небесной механики, касающихся движения самой Луны, неравномерного вращения Земли, уточнения эфемеридного времени, а также задач геодезии и т. д.

**§ 65. Фотографические наблюдения метеоров и искусственных небесных тел.** Для фотографирования метеоров употребляют светосильные широкоугольные камеры с полями до  $30^\circ \times 30^\circ$  и даже больше. Наблюдения ведутся одновременно несколькими аппаратами, которые составляют *метеорный патруль*, покрывающий площадь неба в десятки тысяч квадратных градусов. Для определения угловой скорости метеора перед объективами камер устанавливается вращающийся обтюратор, делающий несколько оборотов в секунду и превышающий, таким образом, след метеора. Применяя обтюратор, у которого одна лопасть передвигается по отношению к остальным, получим неодинаковые промежутки в следе метеора. Тогда можно отметить момент его появления, зная относительное расположение лопастей обтюратора в начале и в конце выдержки. Для определения высоты метеора над поверхностью Земли производят фотографирование одновременно с двух пунктов, расположенных друг от друга на расстоянии несколько десятков километров. Метеорные патрули устанавливаются либо неподвижно либо на параллактических монтировках. Для определения экваториальных координат измеренных точек следа метеора можно применить способ Дейча, описанный в § 61. Мы не имеем возможности подробнее останавливаться здесь на этой специальной задаче фотографической астрометрии.

Методика наблюдений и измерений искусственных небесных тел мало отличается от таковой для метеоров, но спутники движутся по небу гораздо медленнее, а моменты времени регистрации их положения относительно звезд надо знать с большей точностью. Мы говорили ранее о камере НАФА, пригодной для фотографирования ярких ИСЗ до  $5-6^m$  с отметками времени на ленте хронографа при помощи жалюзи-затвора. На камере АФУ-75 конструкции Абеде и Лапушки (см. рис. 136) можно получать фотографии спутников до  $10-11^m$ . Камера установлена на подвижной платформе, которая движется вслед за суточным вращением звезд и их изображения на фотопленке получаются круглыми. Затем платформа останавливается и начинает двигаться фотопленка вслед за ИСЗ по заранее рассчитанным его скорости и направлению, так что изображение спутника тоже оказывается круглым. Потом останавливается движение пленки и снова движется платформа. На снимке получают до дюжины изображений звезд и спутника. Метки времени впечатываются на кадр пленки при каждом снимке звезд с точностью до  $0,01$  сек, а интерполяция временных отрезков позволяет определять моменты с точностью до  $0,001$  сек. Все операции съемки, движений и отметок времени автоматизированы. Как показал опыт обработки снимков ИСЗ, наиболее практичным и точным оказался метод шести постоянных, а в случае необходимости — метод восьми постоянных. Употребление электронных вычислительных машин позволяет быстро обрабатывать измерения. Вероятная ошибка определения координат спутников оказывается в лучших случаях порядка  $1''-2''$ .

При наблюдениях далеких искусственных космических объектов — таких, как автоматические межпланетные и лунные станции, приходится иметь дело с объектами  $13-16^m$ . Слабый блеск их требует длинных выдержек, а быстрое движение порядка  $0,5-2''$  в секунду не позволяет зарегистрировать их изображения на фотоснимке. Поэтому вместо прямого фотографирования используют электронно-оптические преобразователи (ЭОП) или телевизионные устройства, позволяющие усилить освещенность от объектов в не-

сколько сотен раз и таким образом сократить выдержку. Такие устройства были применены на Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Передающая трубка телевизионной установки была расположена в прямом фокусе 2,6-м рефлектора.

**§ 66. Фотографические каталоги звездных положений и звездные карты.** Предпринятая в конце прошлого века большая международная работа по фотографированию всего неба нормальными астрографами для определения точных положений почти двух миллионов звезд до  $12^m$  к настоящему времени, наконец, закончена. Двадцать обсерваторий, принявшие участие в этой работе, опубликовали измеренные координаты  $x$ ,  $y$  звезд для каждой пластинки в своей зоне неба, а также шесть постоянных метода Тернера и координаты оптического центра, при помощи которых можно переводить измеренные координаты в экваториальные. Некоторые обсерватории (Гринвич, Хельсинки, Катания, Тулуза и др.) опубликовали также и экваториальные координаты звезд. В качестве опорных большинство обсерваторий использовали звезды из старых зонных меридианных каталогов, эпоха наблюдений которых в среднем была на 25 лет раньше эпохи снимков, что сказалось на точности результатов из-за недостаточного учета собственных движений. Помимо этого слабым местом каталогов «Карты неба», как их называют, оказалось различие в методах редукции измерений, различие в формах публикации разных зон, отсутствие одной общей системы положений опорных звезд, на которой должен основываться фотографический каталог в целом. Но каталоги «Карты неба» могут быть использованы для обработки снимков малых полей ввиду большого количества имеющихся в них слабых звезд, а также для определения собственных движений. В настоящее время составлена программа перевычисления положений опорных звезд для пластинок этого каталога по данным новых фотографических каталогов AGK2 и AGK3 с учетом собственных движений. Будут вычислены новые постоянные пластинок, а положения звезд в каталогах «Карты неба» переведены на фундаментальную систему FK4. Имеются предложения об улучшении системы постоянных путем объединения результатов измерений перекрывающихся пластинок.

Появление широкоугольных астрографов с фокусным расстоянием в 2 м поставило на очередь задачу перенаблюдения звезд зонных меридианных каталогов Астрономического общества (AG) более экономным и точным фотографическим способом. Первые опыты в этом направлении были сделаны Шлезингером на обсерватории Аллегени (США) в 1914 г. Сначала употреблялись пластинки  $20 \times 20$  см, покрывавшие поле в 25 кв. градусов, а затем на обсерватории Йельского университета Шлезингер стал употреблять с объективом типа Росса пластинки  $48 \times 58$  см, покрывавшие на небе поле в 140 кв. градусов. Для получения высокой точности на таком огромном поле приходилось учитывать полное влияние дифференциальной рефракции, наклона пластинки, дисторсии, а также возможную кривизну пластинок и другие ошибки. Выгода больших полей, когда требуется в общем меньшее число опорных звезд на всю зону, на деле не оправдалась ввиду сложности обработки и большого числа неизвестных в уравнениях связи. Шлезингер потом предпочел пластинки меньших размеров, покрывающих поля в 100 и 50 кв. градусов. Опорные звезды наблюдались на меридианных кругах нескольких обсерваторий параллельно с фотографированием на астрографах. К настоящему времени Йельские каталоги охватывают эклиптикальную зону склонений от  $-30^\circ$  до  $+30^\circ$ , а также зоны склонений от  $+55^\circ$  до  $+60^\circ$  и от  $+85^\circ$  до  $+90^\circ$ . За 1967—1968 гг. выпущены в свет тома 28 и 29, содержащие южную зону склонений от  $-30^\circ$  до  $-40^\circ$ . Помимо положений звезд в каталогах Йельской обсерватории даются их собственные движения, выведенные в основном из сравнения с положениями в старых зонных меридианных ката-

логах АГ. Эти собственные движения не отличаются большой точностью, их ошибки порядка  $0^{\circ}01$  в год. Поэтому, хотя вероятная ошибка положений звезд в каталогах равна  $\pm 0^{\circ}15$ , но к настоящему времени она из-за неточности собственных движений достигает  $\pm 0^{\circ}3$ . К тому же система Йельских каталогов неоднородна, так как в их основе лежат разные фундаментальные системы — Босса, Эйхельбергера, FK3 и даже Ауверса. Зоны склонений от  $+20^{\circ}$  до  $+30^{\circ}$  и от  $+50^{\circ}$  до  $+60^{\circ}$  были снова сфотографированы по прошествии 25 лет и собственные движения выведены из сопоставления только фотографических наблюдений. Поэтому положения звезд в этих зонах отличаются более высокой точностью. Изложение методов наблюдений, обработки и анализа результатов читатель найдет в предисловиях к томам трудов Йельской обсерватории от 4 до 29.

С 1954 г. начали выходить в свет зонные каталоги в «Трудах Капской обсерватории» (тома от 17 до 22), охватывающие склонения от  $-30^{\circ}$  до южного полюса с пропуском зоны от  $-40^{\circ}$  до  $-52^{\circ}$ , которая была уже сфотографирована капским нормальным астрографом в ходе выполнения плана «Карты неба» и результаты опубликованы в 1923, 1936 и 1939 гг. Зонный астрограф Капской обсерватории имел объектив-триплет диаметром 12 см. Пластины покрывали поле в 25 кв. градусов. В капских каталогах, кроме звездных положений и собственных движений даются фотографические и визуальные величины звезд, их показатели цвета и спектральные классы. Все описанные выше каталоги содержат звезды до 11-й фотографической величины.

Работы Йельской обсерватории побудили заняться перенаблюдением зон АГ более широко и планомерно. На международных астрономических съездах был разработан строго продуманный план фотографирования северного неба однотипными зонными астрографами с фокусным расстоянием 206 см и отверстием 160 мм, кроющими поле в 25 кв. градусов на пластинках  $20 \times 20$  см. Работа была распределена между тремя обсерваториями — Бергедорф, Бонн и Пулково. Пулковская обсерватория опубликовала в 1947 г. в томе 60 своих «Трудов» каталог положений 11 322 звезд в самой северной зоне склонений от  $+70^{\circ}$  до  $+90^{\circ}$ . Каталоги всех зон от северного полюса (пулковская зона была повторена) до склонения  $-2^{\circ}5$  были опубликованы в 15 томах трудов Бергедорфской обсерватории за годы 1951—1958. Они содержат 183 520 звезд до примерно  $12^m$ , положения которых определены со средней ошибкой  $\pm 0^{\circ}15$ . Для самых слабых и самых ярких звезд эта ошибка достигает  $\pm 0^{\circ}20$ . Наблюдения опорных звезд производились одновременно меридианными кругами на семи обсерваториях, в том числе в Пулкове, в результате чего в 1943 г. вышел в свет сводный каталог 13 755 звезд на основе фундаментального каталога FK3, содержащего 1500 звезд до  $6^m$ . Новый зонный каталог получил название AGK2, т. е. «Второй каталог Астрономического общества». Он не содержит собственных движений звезд. К настоящему времени вышел из печати третий каталог AGK3, основанный на фундаментальной системе FK4. В нем приведены собственные движения, полученные из сравнения фотографических положений двух последних каталогов при разности эпох наблюдений между ними в 30 лет.

На южное полушарие неба такой каталог пока не распространен. Однако еще в 1932 г. пулковскими астрономами было выдвинуто предложение о создании нового каталога, получившего название «Каталога слабых звезд» (КСЗ). Визуальные звездные величины звезд в каталоге должны были заключаться в пределах от  $7^m5$  до  $9^m2$ , а их спектральные классы от G до K, так что фотографические величины оказывались примерно на одну величину слабее. Собственные движения звезд не должны были превышать  $0^{\circ}04$  в год. В 1938 г. была начата реализация этого плана, причем работа распадалась на ряд задач. Во-первых, был составлен список 945 фундаментальных звезд

для создания основного каталога ФКСЗ. Во-вторых, меридианные наблюдения были распространены на остальные звезды КСЗ, которые выбирались так, чтобы на каждые 25 кв. градусов небесной сферы приходилось примерно по 25 звезд. Эти звезды могли быть опорными для фотографических определений положений более слабых звезд на снимках. В работе приняли участие советские и зарубежные обсерватории. Списки звезд для склонений от  $-30^\circ$  до южного полюса были составлены Капской обсерваторией. Впоследствии план КСЗ был несколько изменен, в него влились звезды более яркие и более ранних спектральных классов (из списка Вашингтонской обсерватории). Важной задачей плана КСЗ является фотографирование галактик для абсолютизации собственных движений звезд, о чем будет сказано подробнее в главе XIII. В плане КСЗ предусматривалось также фотографирование изобранных малых планет для уточнения ориентировки системы координат.

Сводный каталог положений и собственных движений 258 997 звезд всего неба в системе FK4 был опубликован в 1966 г. Астрофизической обсерваторией Смитсоновского института (США). Каталог основан на данных многих меридианных и фотографических наблюдений, изданных в трудах различных обсерваторий. Точность каталога различна для разных звезд, достигая в некоторых случаях ошибки положения  $\pm 2''$ , хотя в основном ошибка равна  $\pm 0''.5$ . Смитсоновский каталог предназначался главным образом для определения координат искусственных спутников Земли.

В заключение остановимся вкратце на фотографических звездных картах. Можно упомянуть атлас всего неба, выпущенный Гринвичской обсерваторией в 1936 г. третьим изданием. Он состоит из 206 листов размером  $45 \times 45$  см, покрывающих поле  $15^\circ \times 15^\circ$ . Предельная звездная величина  $15^m.5$ . Фотографии получены при помощи триплета Тейлора с отверстием 25 см и фокусным расстоянием 112 см. Масштаб карт  $3'$  в 1 мм. Южное небо снималось на Капской обсерватории, а северное — в Англии на частной обсерватории любителя Франклин-Адамса, по имени которого названы эти карты. Выдержки были от 2 до  $2\frac{1}{2}$  часов.

Очень ценная серия звездных карт была получена на  $48''$  (120 см) телескопе системы Шмидта обсерватории Маунт Паломар (США). Масштаб карт  $67''.5$  в 1 мм. За 7 лет, начиная с 1949 г. было снято 1758 фотографий в синих и красных лучах. Снимки охватывают область неба от северного полюса до склонения  $-27^\circ$ . Выдержка для синих лучей была 12 минут, для красных 45—60 минут. Они подбирались таким образом, чтобы звезды спектрального класса G0 давали изображения одинакового диаметра на обоих снимках. Для того чтобы получить фотографии высокого качества, пригодные для отпечатков на бумагу, около 45% снимков браковалось. Каждая пластинка покрывала поле  $6.6 \times 6.6$ . Предельная звездная величина  $21^m.1$  для синих лучей и  $20^m.0$  для красных. Продолжение фотографирования неба до южного полюса в настоящее время предполагается на телескопе такой же системы, установленном в Чили на европейской южной обсерватории Ла-Сийя.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дейч А. Н., АЖ 25, 44, 1948.
2. Дейч А. Н., АЖ 35, 810, 1958.
3. Киселев А. А., АЖ 36, 348, 1959.
4. Киселев А. А., АЖ 42, 452, 1965.
5. Киселева Т. П., Изв. ГАО № 176, 247, 1965.
6. Лавдовский В. В., Изв. ГАО № 183, 118, 1968.
7. Лапушка К., Наблюдения ИСЗ, № 9, 327, 1969.
8. COSPAR Trans № 7, 1970.
9. Gent H. van, BAN 6, 109, 1931.
10. Schlesinger F., AJ 37, 77, 1926.

## ГЛАВА XIII

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ ЗВЕЗД

§ 67. Методы наблюдений и измерений. В астрономии определяют отдельно два компонента пространственной скорости звезды: по лучу зрения и перпендикулярно к нему. Лучевая скорость измеряется в километрах в секунду. Тангенциальная скорость измеряется в угловой мере, обычно в секундах дуги в год. Чтобы получить полную скорость звезды в *км/сек*, необходимо знать расстояние до нее. Тангенциальная скорость, определяемая в угловой мере за год, носит название *собственного движения звезды*, в которое входит не только присущее самой звезде *пекулярное* движение, но и *параллактическое* движение, отражающее движение Солнца. Определение собственных движений звезд является одной из важнейших задач астрономии. Оно имеет значение как для познания строения нашей звездной системы и ее динамики, так и для установления пространственно-временной координатной системы, к которой мы относим все события в мире. Система основывается на измерениях направлений на звезды, и всякие изменения направлений следует учитывать со всей возможной точностью.

Угловые перемещения звезд очень малы. Они редко достигают  $1''$  в год и в огромном большинстве случаев меньше  $0,1''$  и  $0,01''$ . В этом заключается первая трудность их определения. Вторая трудность состоит в том, к чему отнести движения звезд. Угловое перемещение звезды получается как разность двух направлений, измеренных в разные моменты времени. Каждое направление должно быть отнесено к неподвижным в пространстве направлениям, которые мы могли бы в любой момент установить или проверить. В меридианной астрономии за основу принимают направление оси вращения Земли и плоскость, проходящую через эту ось и точку весеннего равноденствия. Следовательно, для получения собственного движения звезды через разности ее экваториальных координат двух эпох наблюдений мы должны учитывать прецессию. В фотографической астрометрии собственные движения звезд получают относительно группы опорных звезд, которые мы условно считаем неподвижными на небесной сфере. Это могут быть очень удаленные от нас звезды и, в лучшем случае, внегалактические объекты, направления на которые практически в течение столетий остаются неизменными. *Относительные* собственные движения мы затем должны перевести в *абсолютные*, т. е. определить их по отношению к бесконечно удаленным объектам. О том, как это делается, будет сказано в дальнейшем.

Итак, две пластинки, снятые с достаточно большой разностью эпох, измеряются одна за другой или одновременно, например, сложенными «слой к слою» в приборе. Когда пластинка снимается «сквозь стекло», то ее надо приблизить к объективу на  $2/3$  ее толщины, чтобы получить изображения звезд в фокусе инструмента. Рассмотрим два луча, из которых один, перпендикулярный к фотопластинке, проходит, не преломляясь, а другой, преломившись, пересечется с первым в эмульсионном слое после прохождения сквозь стекло (рис. 159). Пусть толщина пластинки будет  $l$ , а через  $\Delta l$

обозначим сдвиг пластинки к объективу из положения, когда она находится на уровне  $aa$ , и оба луча пересекаются в фокусе, не преломляясь. Через  $d$  обозначим расстояние между лучами в плоскости задней поверхности стекла, обращенной к объективу. Далее, пусть  $\varphi$  — угол падения,  $\varphi'$  — угол преломления. Тогда

$$d = \Delta l \operatorname{tg} \varphi = l \operatorname{tg} \varphi',$$

откуда получим

$$\Delta l = l \frac{\operatorname{tg} \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi} \approx l \frac{\sin \varphi'}{\sin \varphi} \approx \frac{2}{3} l,$$

так как показатель преломления стекла равен  $1\frac{1}{2}$ . На краях пластинки фокус будет несколько иным, но этим различием можно пренебречь при

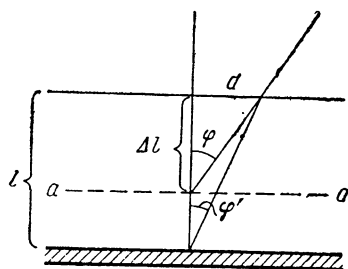


Рис. 159.

малых относительных отверстиях астрографов, употребляемых при таких работах. Отметим, что при употреблении фильтров перед фотопластинкой надо также учитывать изменение фокусировки в зависимости от толщины фильтра. Фотографирование «сквозь стекло» и измерение «слой к слою» наряду с некоторыми преимуществами (одновременные измерения небольших разностей координат, меньшее влияние температуры) имеют ряд недостатков: отсутствие противоореального слоя, некоторое увеличение выдержки, наложение возможной вуали одной пластинки на вуаль другой, случайное пере-

крытие изображений звезд. Лучшей методикой было бы фотографирование обеих пластинок обычным образом и одновременное измерение их на приборе типа блинк-компаратора при оптическом совмещении изображений одних и тех же звезд на двух пластинках.

Условия наблюдения в обе эпохи должны быть возможно более схожими для того, чтобы в разностях измеренных координат исключались повторяющиеся ошибки. Фотографирование следует производить на одном и том же инструменте, в одних и тех же часовых углах не дальше получаса от меридиана. Диаметры изображений одних и тех же звезд крайне желательно получать одинаковыми. Особенно опасно *уравнение блеска*, о котором мы не раз говорили, зависящее от блеска звезд. Так как собственные движения в среднем действительно зависят от их видимой величины, то становится ясной необходимость исключения уравнения блеска. Для этого можно применить *объективную решетку*, дающую ослабленные на заданную величину дифракционные изображения ярких звезд.

В измерительном приборе обе пластинки взаимно ориентируются, чтобы измеренные координаты звезд были близки друг к другу по всему полю. Кроме того, пластинки ориентируются по кругу склонений или по параллели на определенную эпоху равноденствия (например, на 1950,0) по паре звезд, экваториальные координаты которых известны. Ориентировку следует провести более тщательно, чем в случае определения положений светил, так как в данной задаче не предполагается использовать постоянные пластинки для перевода измеренных собственных движений в тангенциальные, как дальше будет видно. Впрочем, при желании можно выбрать три звезды с известными экваториальными координатами, измерить их и решить по каждой координате три уравнения с тремя неизвестными коэффициентами по формулам (2. 25). Продифференцировав эти уравнения, получим

$$\left. \begin{aligned} dX &= dx + adx + bdy, \\ dY &= dy + ddx + edy, \end{aligned} \right\} \quad (2. 54)$$



где дифференциалы  $dX$ ,  $dY$  равны тангенциальным собственным движениям, отнесенным, например, к осям на 1950,0, а  $dx$ ,  $dy$  — измеренные собственные движения. Таким путем можно исправить последние за влияние неправильно принятого масштаба и неверной ориентировки, что практически имеет значение лишь для крупных собственных движений. Так как коэффициенты  $b$  и  $d$  при уравненном масштабе являются синусами углов разности ориентировки осей, то из формул (2. 54) легко сообразить, с какой точностью надо ориентировать пластинку, чтобы ошибка не превышала  $0,001$  при собственном движении, равном  $1''$  в год. Оказывается, что ориентировать надо с точностью до  $0,05'$ , или  $3''$ , так как  $\sin 3' = 0,0009$ . Следовательно, при выборе пары ориентирующих звезд на расстоянии  $100$  мм друг от друга (на практике часто можно найти звезды на большем расстоянии) мы имеем право ошибиться в расчетах и измерениях по формулам ориентировки не более, чем на  $0,1$  мм, что вполне достижимо. Однако при несимметричном расположении пары звезд относительно оптического центра и больших склонениях рекомендуется вычислять тангенциальные координаты по формулам (2. 22) с учетом членов второго порядка или по точным формулам (2. 14) и тогда сравнивать с измеренными отрезками, исправленными за масштаб. Ошибка в масштабе порядка  $0,05$  на  $1$  мм при собственном движении  $1''$  в год тоже даст ошибку меньше  $0,001$  для нормального астрографа. Фактически собственные движения звезд в огромном большинстве значительно меньше  $1''$  в год. Измеритель должен руководствоваться здравым смыслом и в зависимости от условий задачи применять те или другие формулы для ориентировки пластинки.

**§ 68. Метод шести постоянных.** При определении относительных собственных движений фотографическим путем нет необходимости знать экваториальные координаты звезд. Мы получаем измеренные координаты на каждой пластинке и, вычитая их одни из других, имеем небольшие разности  $\Delta x$  и  $\Delta y$  для каждой звезды. Если пластинки измеряются «слой к слою» или на блинк-компараторе, то мы непосредственно получаем эти разности. Величина разностей меняется от звезды к звезде вследствие возможного различия масштаба и взаимной ориентировки пластинок, разных условий наблюдений и, наконец, из-за собственных движений звезд. Влиянием параллаксов можно пренебречь, так как они вообще ничтожно малы и не растут пропорционально времени, как собственные движения. Исходя из изложенных в главе XI соображений относительно влияния различных ошибок на измеряемые координаты, можно выразить разности  $\Delta x$  и  $\Delta y$  в виде линейных функций координат звезд на пластинке:

$$\left. \begin{aligned} x_2 - x_1 &= \Delta x = ax_1 + by_1 + c + m_x, \\ y_2 - y_1 &= \Delta y = dx_1 + ey_1 + f + m_y. \end{aligned} \right\} \quad (2. 55)$$

Здесь  $m_x$  и  $m_y$  — абсолютные собственные движения звезд за промежуток времени  $\Delta T$  между эпохами снимков, выраженные в линейной мере измеренных разностей  $\Delta x$  и  $\Delta y$ . Линейный вид формул (2. 55) тем более обоснован, что тут квадратичные члены являются разностями членов второго порядка на двух пластинках, делящимися на промежуток времени  $\Delta T$ . Координаты  $x$ ,  $y$  отсчитываются обычно от оптического центра пластинки и выражаются в миллиметрах с точностью до одного или двух десятичных знаков ввиду малости коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $d$  и  $e$ . Если измеряемые в паре пластинки имеют разные оптические центры, то при необходимой точности следует применять формулы с восемью постоянными, как было описано в § 62. Такие случаи могут, например, встретиться при сравнении новых пластинок с фотографиями «Карты неба».

Так как собственные движения звезд в формулах (2. 55) являются искомыми наряду с постоянными пластинок, то при решении по способу наименьших квадратов приходится полагать для опорных звезд все гауссовы суммы, содержащие эти собственные движения, равными нулю. Поэтому опорные звезды выбираются с малыми собственными движениями, о чем можно судить заранее по ходу измеренных разностей. Число опорных звезд равно нескольким десяткам и зависит от размеров поля, от разности эпох и других причин. Во многих случаях ограничивают их выбор пределами в  $1-2^m$ , не включая ни слишком ярких, ни слишком слабых звезд. Если известны спектральные классы или показатели цвета, то целесообразно ограничить состав опорных звезд определенными классами, чтобы уменьшить дисперсию их расстояний.

Для лучшего уяснения существа дела представим решение задачи в форме депенденсов  $D_i$ . Уравнения (2. 55) для  $n$  опорных звезд и для любой звезды поля могут быть записаны по координате  $x$  (аналогично и по  $y$ ) так:

$$ax_i + by_i + c = \Delta x_i - m_{xi}, \quad ax + by + c = \Delta x - m_x \\ (i = 1, 2, 3, \dots, n).$$

Тогда согласно формуле (2. 49) можно написать так:

$$m_x - \sum_{i=1}^n D_i m_{xi} = \Delta x - \sum_{i=1}^n D_i \Delta x_i.$$

Таким образом, собственное движение каждой звезды оказываетсяотягченным влиянием собственных движений опорных звезд, причем несколько различным, так как депенденсы зависят от положения определяемой звезды на пластинке относительно координат опорных звезд. Суммарное влияние пекулярных собственных движений опорных звезд, умноженных на депенденсы, должно быть очень малым из-за их взаимной компенсации, а систематическое движение, обязанное в основном параллактическому смещению, выделится с одним и тем же знаком в виде постоянной части, в среднем зависящей от дисперсии расстояний. Поэтому собственные движения, находимые фотографическим путем, в этом смысле являются относительными. Эффект дифференциального галактического вращения в первом приближении исключается в относительных собственных движениях, поскольку он на расстояниях порядка 1000—1500 парсек может считаться постоянным в данном направлении. Следовательно, для перевода относительных собственных движений в абсолютные надо придать им параллактическое движение опорных звезд и поправку за галактическое вращение.

Определение собственных движений звезд производится не методом депенденсов, а способом шести постоянных. Подставляют найденные постоянные из уравнений (2. 55) в такие же уравнения для любой звезды и получают *относительные* движения  $m'_x$  и  $m'_y$ . Для получения годичных собственных движений  $\mu_x$  и  $\mu_y$  надо разделить полученные значения  $m'_x$  и  $m'_y$  на разность эпох  $\Delta T$  и перевести их из линейной меры в дуговую, т. е.

$$\mu_x = \frac{K m'_x}{\Delta T} \quad \text{и} \quad \mu_y = \frac{K m'_y}{\Delta T},$$

где  $K$  — средний масштаб на пластинке. Перевод собственных движений из линейной меры в дуговую относится, строго говоря, к тангенциальной системе, но ввиду малости  $\mu_x$  и  $\mu_y$  и ограниченности поля пластинки можно считать эти собственные движения редуцированными на сферу. Точность измерений разностей  $\Delta x$  и  $\Delta y$  на пластинке составляет примерно  $2-3 \text{ мк}$ , а точность собственных движений, выраженных в секундах дуги, зависит от фокусного расстояния астрографа и разности эпох. Выгоднее иметь боль-

шую разность эпох, чем соответствующее увеличение фокусного расстояния, так как последнее не уменьшает ошибки строго пропорционально этому увеличению, как показывает практика.

С другой стороны, увеличение разности эпох не уменьшает влияния собственных движений опорных звезд. Также не уменьшает этого влияния увеличение фокусного расстояния инструмента и число пар пластинок, на что впервые указал А. Н. Высотский.

**§ 69. Перевод относительных собственных движений в абсолютные.** Исследование уравнения блеска. Перевод фотографических собственных движений из относительных в абсолютные может быть осуществлен по крайней мере тремя способами. Первый способ заключается в непосредственном использовании меридианных собственных движений. Если на пластинке имеется хотя бы одна звезда, абсолютное собственное движение которой определено на меридианном круге, то разность между этим собственным движением и измеренным на пластинке относительно опорных звезд даст нужную поправку. Этот способ имеет ряд недостатков: фундаментальных звезд мало и они значительно ярче основной массы звезд на пластинке, вследствие чего надо учитывать уравнение блеска; меридианные каталоги обладают систематическими ошибками, являющимися функциями небесных координат и зависящими от многих причин инструментального и иного характера; меридианные наблюдения требуют учета прецессии, которая известна недостаточно хорошо.

Во втором способе используются вековые параллаксы звезд, получаемые из средних абсолютных собственных движений, и значения дифференциального галактического вращения. Как известно, среднее параллактическое смещение звезд зависит от их видимой величины (а также от спектрального класса и показателя цвета, которые обычно неизвестны для слабых звезд) и от галактической широты, так как для разных широт распределение абсолютных величин звезд различное. Кроме того, параллактическое смещение зависит от углового расстояния  $\lambda$  звезды от апекса Солнца (например, если звезда видна в направлении апекса или антиапекса, то никакого параллактического смещения у нее не заметно). Чтобы освободиться от этой зависимости, параллактическое смещение звезд делят на  $\sin \lambda$ . Получаемый угол называют *средним вековым параллаксом* данной группы звезд или их

*статистическим вековым параллаксом* и обозначают  $\left(\frac{h}{\rho}\right)$ , где  $h$  — годовое движение Солнца,  $\rho$  — среднее расстояние группы звезд от Солнца в тех же единицах. Другими словами, это — угол, под которым от данной группы звезд в перпендикулярном направлении виден отрезок пути Солнца, пройденный за год. Принимая пекулярную скорость Солнца равной 19,5 км/сек, получим связь векового параллакса со средним годичным параллаксом:

$$\bar{p} = \frac{4,74\bar{q}}{19,5},$$

где через  $\bar{q} = \left(\frac{h}{\rho}\right)$  обозначен средний вековой параллакс данной группы звезд. Коэффициент 4,74 есть отношение радиуса земной орбиты в километрах к числу секунд в тропическом году. Следовательно, годичный параллакс примерно в четыре раза меньше векового параллакса. Для того чтобы получить абсолютные вековые параллаксы из абсолютных собственных движений звезд, нужно в конечном итоге использовать меридианные наблюдения или отнести движения звезд к внегалактическим объектам, о чем будет идти речь дальше. Можно получить вековые параллаксы из средних статистиче-

ских параллакс, которые в свою очередь определяются из сравнения средних пекулярных собственных движений звезд (независимо от знака) с их лучевыми скоростями, выражаемыми в км/сек. Именно этим способом Биннендайт получил средние статистические параллаксы по собственным движениям звезд в площадках Каптейна на основании каталогов Пулково и Радклиффа. Так как лучевые скорости известны лишь для более ярких звезд, то Биннендайт пришлось принять такие же средние скорости для слабых звезд. Вековые параллаксы по данным Биннендайка были вычислены Л. В. Жуковым. Для примера приводим их для звезд  $12^m$  в зависимости от галактической широты:

|           |     |           |            |            |            |            |            |            |
|-----------|-----|-----------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| $b$       | ... | $0^\circ$ | $10^\circ$ | $20^\circ$ | $30^\circ$ | $50^\circ$ | $70^\circ$ | $90^\circ$ |
| $\bar{q}$ | ... | 0,008     | 9          | 10         | 12         | 15         | 18         | 18         |

Поправки за дифференциальное галактическое вращение достигают максимальной величины почти  $0,005$ .

Итак, зная вековые параллаксы, мы можем найти проекции  $\bar{q}_x$ ,  $\bar{q}_y$  параллактического смещения на оси  $x$ ,  $y$  для любой точки неба по формулам

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}_x &= \bar{q} \sin \lambda \sin \chi, \\ \bar{q}_y &= \bar{q} \sin \lambda \cos \chi, \end{aligned} \right\} \quad (2.56)$$

где  $\lambda$  — расстояние центра пластинки от апекса Солнца,  $\chi$  — параллактический угол в треугольнике апекс—полюс—центр пластинки. Это и будут параллактические поправки для перевода относительных собственных движений в абсолютные. Аргументами в таблицах вековых параллакс служат средняя видимая величина опорных звезд и их галактическая широта. Множители при вековых параллаксах в формулах (2.56) легко интерполируются в таблицах, упомянутых выше, по аргументам  $\alpha$  и  $\delta$  центра пластинки, где координаты апекса Солнца приняты равными  $\alpha_\odot = 270^\circ$  и  $\delta_\odot = +31^\circ$ .

Третий способ перевода относительных собственных движений в абсолютные основан на привязке звезд к внегалактическим объектам. Измерив по парам пластинок сдвиг галактик относительно опорных звезд, мы получим величину поправки, которую надо с обратным знаком придать ко всем относительным собственным движениям. В случае достаточно большого количества галактик на пластинке и равномерного их распределения по полю можно по самим галактикам вычислить постоянные пластинки и с их помощью сразу получить абсолютные собственные движения всех звезд. Надо иметь в виду, что измерения изображений галактик оказываются примерно в полтора раза менее точными, чем измерения звездных изображений. Надо еще отметить, что внегалактические объекты почти полностью не видны в галактическом поясе шириной около  $20^\circ$  из-за большого поглощения света в нашей Галактике.

Рассмотрим теперь методы определения уравнивания блеска. Эту ошибку можно разделить на постоянную часть, свойственную данному объективу, и на переменную часть, присущую отдельному снимку. Уравнение блеска, вызванное дефектами объектива (например, децентрировкой его линз) исследуется на фотографиях звездного поля в двух положениях трубы относительно колонны инструмента, когда объектив при этом поворачивается на  $180^\circ$ . Так пришлось выявить эту ошибку на обсерватории Радклифф, когда между эпохами снимков объектив астрографа был разобран для чистки, а потом линзы были снова собраны и, по-видимому, не так, как они были децентрированы первоначально. Обнаруженный ход собственных движений со звездной величиной оказался слишком большим, чтобы его можно было объяснить изменением вековых параллакс. Хорошим способом обнаружения уравнивания блеска является сравнение собственных движений звезд рассеянного скопления. Различие движений в зависимости от звездной величины

будет явно свидетельствовать об уравнивании блеска для данной пары пластинок. Если оно будет повторяться на многих снимках, то следует его отнести за счет недостатков объектива.

В общем случае для исследования уравнения блеска по одной паре пластинок поступают следующим образом. Средние относительные собственные движения звезд, вычисленные по группам через одну звездную величину, вычитают по каждой координате из соответствующих значений параллактического смещения, вычисленного по вековым параллаксам. Тогда в случае отсутствия уравнения блеска мы должны будем получить везде постоянную разность, равную среднему параллактическому смещению опорных звезд, для которых сумма собственных движений была принята равной нулю. К этому способу следует относиться, однако, с некоторой осторожностью, так как иногда в рассматриваемой области неба могут быть случайные групповые движения звезд, которые дадут отклонения от статистических вековых параллаксов. Как видно из опыта, разности для разных групп звезд не ложатся на графике строго на плавную линию. Надо, кроме того, заметить, что средние параллаксы Биннендайка получены для всех без исключения собственных движений, в то время как при расчете средних собственных движений по звездным величинам обычно отбрасывают крупные движения, например, большие  $0,05$ . Так как процент таких движений больше среди более ярких звезд, то при сравнении с данными Биннендайка может проявиться фиктивное уравнение блеска, что надо учесть. Можно для исследования уравнения блеска использовать  $\tau$ -компоненты собственных движений, вычислив их в среднем для каждой группы звезд, разбитых по видимым величинам согласно формуле

$$\bar{\tau} = -\bar{\mu}_x \cos \chi + \bar{\mu}_y \sin \chi,$$

где угол  $\chi$  по-прежнему относится к центру пластинки. В  $\tau$ -компоненты не входят параллактические движения звезд, а пекулярные движения в сумме должны дать нуль. Отличие средних  $\bar{\tau}$ -компонентов от нуля и их ход со звездной величиной будут свидетельствовать о наличии уравнения блеска.

**§ 70. Фотографические каталоги и списки собственных движений звезд.** Для некоторых зон каталога «Карты неба» получены снимки во вторые эпохи, измерены и опубликованы собственные движения звезд до  $11-12^m$ . Это — зоны Гринвича, Бордо, Тулузы, Сан-Фернандо, обсерватории на мысе Доброй Надежды и некоторых других обсерваторий. В фотографических каталогах Йельской обсерватории и на обсерватории мыса Доброй Надежды даются собственные движения звезд, не отличающиеся высокой точностью. В настоящее время опубликованы более точные собственные движения в зонных каталогах AGK3.

Собственные движения около 30 000 слабых звезд до  $15^m,2$  во всех 115 северных площадках Каптейна, включая экватор, опубликованы в 1934 г. Радклиффской обсерваторией. Снимки были получены 60-см астрографом с фокусным расстоянием 7 м при разности эпох 13,4 года. Каждая площадка фотографировалась дважды в каждую эпоху. Вероятная ошибка годового собственного движения в среднем равна  $\pm 0,0037$ . В 1940 г. был опубликован Пулковский каталог собственных движений 18 000 звезд до  $14^m,5$  в 74 северных площадках Каптейна в зонах склонений от  $+15^\circ$  до  $+75^\circ$ . Разность эпох была 21,1 года в среднем, вероятная ошибка годового собственного движения равна  $\pm 0,0046$ . Фотографирование производилось на нормальном астрографе с фокусным расстоянием 3,46 м. В каждой площадке измерялось около 10 фундаментальных звезд с определенными на меридианных кругах собственными движениями для перевода относительных движений в абсолютные. Боннская обсерватория опубликовала в 1962 г. собственные движения

4914 звезд в среднем до  $13^m.5$  в 18 площадках Каптейна, расположенных близко к галактическому экватору. Астрограф имел объектив с фокусным расстоянием 5,13 м и отверстием диаметром 30 см. Разность эпох между снимками была в среднем 33,8 года.

В 1937 г. вышел первый, а в 1948 г. второй каталог собственных движений звезд обсерватории Мак-Кормик. Они содержат около 29 000 звезд до  $13^m.0$  в 782 площадках неба от склонения  $-30^\circ$  до  $+90^\circ$ . Площадки имеют в центре яркую звезду, блеск которой ослаблялся при помощи вращающегося сектора (см. главу XIV), так как раньше пластинки первой эпохи использовались для определения параллаксов этих звезд. Фотографирование проводилось на 65-см визуальном астрографе с фокусным расстоянием 10 м. Разность эпох составляла около 14 лет. Вероятная ошибка одного годового собственного движения равнялась в среднем  $\pm 0''.006$ .

Определение абсолютных собственных движений звезд относительно галактик проводится согласно двум программам наблюдений, разработанным в Пулковской и Ликской обсерваториях. Пулковская программа заключается в фотографировании 300 избранных площадок неба при помощи нормальных астрографов и некоторых более длиннофокусных инструментов, расположенных в северном и южном полушариях Земли. При часовой выдержке на пластинках Кодак 103аО получают звезды до  $17^m$ , а ядра галактик до  $15-16^m$ . На поле около 4 кв. градусов число галактик недостаточно для определения по ним постоянных пластинок, и для этой цели используется нужное число опорных звезд. По пулковской программе фотографируются дополнительно около 400 площадок с центрами в фундаментальных звездах КСЗ для лучшей связи с этим каталогом. Эти площадки послужат также для перекрытия «зоны избегания» в галактическом поясе, где галактик не видно. Пулковская программа стала международной, так как помимо обсерваторий в Пулкове, Ташкенте, Москве и Киеве в ней принимают участие обсерватории в Бухаресте, Бордо, Сан-Фернандо, а в южном полушарии — в Сантьяго, Перте, Кордове и на мысе Доброй Надежды. Снимки первых эпох уже закончены, причем для многих северных обсерваторий, и в первую очередь для Пулковской обсерватории, наступила возможность по прошествии 20 лет начать фотографирование вторых эпох. Вместе с тем на обсерваториях в Ташкенте и в Пулкове в качестве первых предварительных результатов вышли из печати каталоги собственных движений звезд, отнесенных к галактикам, где были использованы снимки первых эпох, полученные до второй мировой войны. В Ташкенте А. Г. Рахимов опубликовал два небольших каталога, содержащих вместе 3264 собственных движений звезд до  $14^m.5$  относительно 60 галактик в 23 площадках неба по две пары пластинок на каждую площадку. Средняя разность эпох была 20 лет и вероятная ошибка одного годового собственного движения звезды оказалась равной  $\pm 0''.004$ . В Пулкове Н. В. Фатчихин составил обширный каталог, содержащий собственные движения 14 600 звезд до  $15^m$  относительно 281 галактики в 85 площадках неба в основном по одной паре пластинок на каждую площадку. Средняя разность эпох 22,4 года. Вероятная ошибка собственного движения для одной звезды  $\pm 0''.005$ , а для галактики  $\pm 0''.007$ . В площадках измерялись также звезды AGK3 общим числом 1283. Отметим еще, что на телескопе Д. Д. Максудова, установленном в 1968 г. в Чили, получено около 500 пластинок с галактиками по пулковской программе для площадок южного неба в качестве первой эпохи наблюдений. Предельная величина звезд и галактик на этих снимках на две единицы слабее, чем для нормальных астрографов, а поле в шесть раз больше.

По программе Ликской обсерватории США было снято на 50-см астрографе (фокусное расстояние 3,74 м, масштаб  $55''.14$  на 1 мм) 1246 пластинок каждая с полем  $6^\circ \times 6^\circ$ , покрывших все небо от склонения  $+90^\circ$  до  $-23^\circ$ . Первые эпохи снимков были получены за период 1947—1954 гг. (В Пулкове

фотографирование площадок с галактиками было начато в 1938 г., но было прервано во время второй мировой войны и возобновлено в 1949 г.) За двух-часовую выдержку получаются звезды до  $18^m.5$  и галактики на  $1''$  ярче. На большом поле астрографа всегда можно подобрать (кроме «зоны избегания») достаточное число галактик для определения шести постоянных в линейных уравнениях связи двух пластинок. Если ограничиться хорошо измеримыми галактиками  $16^m$ , то в среднем их будет на поле в 36 кв. градусов 144 для галактической широты  $60^\circ$ , 72 для широты  $30^\circ$  и 36 для широты  $20^\circ$ . Снимки вторых эпох получаются по прошествии 20 лет со времени первых эпох. Ликская обсерватория опубликовала предварительный каталог собственных движений 8790 звезд в 83 областях неба с одной парой пластинок в каждой, где было использовано в среднем по 56 галактик. Разность эпох равнялась в среднем 19,2 года. Вероятная ошибка для одной звезды  $\pm 0''.006$ , а для галактики  $\pm 0''.010$ . Программа Ликской обсерватории продолжена на всё южное полушарие неба при помощи аналогичного астрографа, установленного в 1968 г. в Аргентине.

Особый интерес представляют крупные собственные движения, например, больше  $0''.1$  или  $0''.2$  в год, что указывает на близость таких звезд к нам. Обычно в каталогах выделяют крупные собственные движения отдельными списками. Собственные движения больше  $0''.2$  в год собраны В. Лейтенем в отдельные каталоги и изданы в 1957 г. для южного полушария неба (9867 звезд) и в 1961 г. — для северного (7127 звезд). Звездные величины таких звезд достигают  $17^m.5$ . За последние годы В. Лейтен публикует обширные списки крупных собственных движений, обнаруживаемых на снимках при помощи  $48''$  рефлектора Шмидта на обсерватории Маунт Паломар. На этом инструменте можно получить звезды до  $21^m$ . Большая программа выполнена на обсерватории Лоуэлла по обнаружению собственных движений больше  $0''.27$  в год для звезд до  $17^m$ . Результаты опубликованы в бюллетенях этой обсерватории и охватывают все северное небо. Найдено около 10 000 таких звезд, из которых примерно половина ранее никем не открыта. В бюллетенях приведены небольшого формата карты окрестностей звезд с крупными собственными движениями, а сама такая звезда отмечена стрелками, что позволяет быстро ее отождествить на других photographиях. Снимки получаются на 33-см трехлинзовом астрографе с фокусным расстоянием 1,7 м. Покрываемое поле 160 кв. градусов, масштаб  $2' \text{ в } 1 \text{ мм}$ . На этом инструменте был заснят Плутон в 1930 г.

В заключение следует отметить большие работы по определению собственных движений рассеянных и шаровых звездных скоплений, выполняемых, в частности, в Пулкове на нормальном астрографе, а также определение движений переменных звезд, новых звезд, планетарных туманностей и других интересных объектов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дейч А. Н., Тр. ГАО 55, 1940.
2. Дейч А. Н., Изв. ГАО № 138, 1947.
3. Жуков Л. В., АЖ 43, 1107, 1966.
4. Лавдовский В. В., Тр. ГАО 73, 1961.
5. Рахимов А. Г., Исследования по астрометрии, Изд-во «Наука» Узб.ССР, Ташкент, 1964.
6. Фатчихин Н. В., АЖ 47, 619, 1970.
7. Фатчихин Н. В., Тр. ГАО 81, 1973.
8. Binnendijk L., BAN 10, 362, 1943.
9. Knop-Shaw H., Scott-Barrett H., The Radcliffe Catalogue. . . , Oxford, 1934.
10. Klemola A., Vasilevskis S. a. oth., Publ. Lick. Obs. 22, II, 1971.
11. Vyssotsky A., Williams E., Publ. McCormick Obs. 10, 1948.
12. Vyssotsky A., AJ 59, 52, 1954.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТРИГОНОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАЛЛАКСОВ

§ 71. Методы наблюдений и редукиции. Метод Шлезингера. После того как визуальные методы измерений звездных параллаксos оказались недостаточно точными, Каптейн еще в конце XIX в. предложил способ определения расстояний до звезд посредством фотографии. На одной и той же пластинке в три эпохи, разделенные полугодовыми интервалами, фотографировались звезды во время наибольшего влияния параллакса на их прямые восхождения. Пластика проявлялась после всех экспозиций. Измерив расстояния между

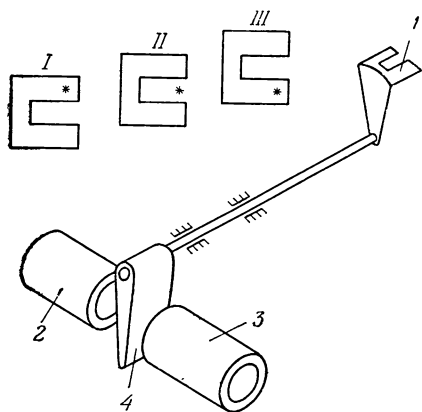


Рис. 160.

изображениями одних и тех же звезд и определив по опорным звездам линейные члены редукиции, находили параллактические смещения как остаточные разности. Собственные движения исключались при вычитании за полугодовые интервалы, а параллактические смещения, наоборот, при этом складывались. Ясно, что таким путем находили *относительные* параллаксы. Надежды Каптейна на массовые определения параллаксos не оправдались, так как звезды оказались гораздо дальше, чем предполагалось. Изображения звезд на долго не проявляемых пластинках размывались и измерения давали менее точные результаты.

В современных способах каждая снятая пластинка проявляется без промежуточного проявления. Программа наблюдений составляется для сравнительно близких звезд, выбираемых по их заметному собственному движению или по блеску в сочетании со спектральным классом или показателем цвета. Наблюдения каждой звезды ведут в течение 3—4 лет и получают несколько десятков пластинок. В качестве опорных служат более слабые звезды, а блеск определяемой звезды, если надо, ослабляется при помощи вращающегося перед пластинкой диска с вырезом в виде сектора. Меняя раствор сектора, получают нужную степень ослабления блеска. Быстрое вращение диска осредняет колебания изображения звезды, вызванные атмосферной турбуленцией, в течение всей выдержки и тем самым дает правильное ее положение относительно опорных звезд. В Пулковке И. И. Канаевым вместо вращающегося сектора был предложен щелевой ослабитель, работающий с постоянной шириной щели по принципу щелевого затвора (рис. 160). Диафрагма 1 со щелью колеблется под воздействием электромагнитов 2 и 3, притягивающих попеременно якорь 4, скрепленный с осью, которая несет диафрагму. Три основных положения диафрагмы по отношению к изображению звезды обозначены цифрами I, II и III. Меняя частоту колебаний щели, можно ослабить блеск



звезды на интервал до  $10^m$ . Вращающийся диск ослабляет только до  $5-6^m$ , так как при очень узком растворе возникают явления дифракции, портящие изображения. Чтобы добиться большего ослабления, применяют в сочетании с вращающимся диском нейтральные светофильтры.

Чтобы уменьшить влияние атмосферной дисперсии, употребляют желтый светофильтр, устанавливаемый в кассете перед пластинкой, и ортохроматические пластинки в сочетании с визуальным рефрактором. Однако для получения параллаксов очень слабых звезд до  $18^m$  в последние годы начинают снова применять зеркальные телескопы, как, например, упоминавшийся выше астрометрический рефлектор Странда в отделении Вашингтонской обсерватории во Флагстаффе. На рефракторах обычно достигается лишь  $13^m$ , и чтобы получить более слабые звезды, нужно увеличить выдержку, что невыгодно во многих отношениях. Измерение тригонометрических параллаксов является одной из труднейших задач фотографической астрометрии, где требуется предельная точность. Для увеличения точности рекомендуется фотографировать близко к меридиану, не отходя от него дальше  $5-10$  минут. Когда в силу необходимости приходится делать снимки в восточных и западных часовых углах, то нужно учитывать влияние атмосферной дисперсии на разность показателей цвета между определяемой звездой и опорными звездами.

Обычно параллакс выводят из измерений по прямому восхождению, ориентируя пластинку способом, описанным в главе XIII об определении собственных движений. Параллакс, получаемый из измерений по склонению, имеет всегда меньший вес, за исключением тех случаев, когда звезда находится близ полюса эклиптики, где веса выравниваются. Это следует из выражений для *параллактических факторов*:

$$h_x = h_x = \frac{r}{a} \cos \delta_\odot \sin (\alpha_\odot - \alpha_*),$$

$$h_y = h_y = \frac{r}{a} [\sin \delta_\odot \cos \delta_* - \cos \delta_\odot \cos (\alpha_\odot - \alpha_*) \sin \delta_*].$$

Здесь  $r/a$  — радиус-вектор земной орбиты, выраженный в астрономических единицах  $a$  (его можно принять за единицу, пренебрегая эксцентриситетом орбиты Земли). Остальные обозначения понятны сами собой. Имея ряд снимков, сгруппированных около максимальных для данной звезды значений параллактических факторов (положительных и отрицательных), образуем разности измеренных координат звезд для пар пластинок, снятых с  $\frac{1}{2}$  интервалом в полгода. Каждая пара даст уравнения

$$\Delta x_i = ax_i + by_i + c + \Delta h_x p_i + \Delta T \mu_{x,i},$$

которые отличаются от уравнений (2. 55) для собственных движений тем, что здесь добавлены в качестве неизвестных параллаксы звезд  $p_i$ , умноженные на разности параллактических факторов  $\Delta h_x$ . Опорные звезды, параллаксы и собственные движения которых будем считать пренебрежимо малыми, позволят вычислить постоянные  $a, b, c$ , после чего получим ряд уравнений с двумя неизвестными — параллаксом и собственным движением. Число таких уравнений будет равно числу пар пластинок. Это *способ ван Маанена*. В нем нет принципиальной разницы со способом Каптейна, но снимки в разные эпохи получаются на разных пластинках.

Перейдем к изложению *способа Шлезингера*, наиболее употребительного во многих обсерваториях. Фотографирование производят не только в эпохи максимального влияния параллакса, но и в других точках орбиты Земли, чтобы изменять коэффициенты при неизвестных и лучше отделить собственные движения от параллаксов. При этом получается возможность

определить параллакс из измерений по склонению, хотя и с меньшим весом, чем по прямому восхождению. Шлезингер обращал внимание на то, чтобы часовые углы были малыми и в разные эпохи одного знака, даже в ущерб максимальным значениям параллактических факторов. Число опорных звезд у Шлезингера обычно равнялось четырем около  $11^m$ , и выбирались они не далее  $15'$  от определяемой звезды, наблюдения которой продолжались в течение 3—4 лет и за это время получали от 30 до 50 пластинок. Из них выбирается одна пластинка, средняя из всех снятых или даже фиктивная, отнесенная приблизительно к середине интервала наблюдений данной звезды. Назовем такую пластинку *стандартной*. Тогда разности измеренных координат для опорных звезд и для определяемой звезды между каждой пластинкой и стандартной выразятся известными формулами:

$$\begin{aligned}(x_k - x_c)_i &= \Delta x_i = ax_i + by_i + c + (h_k - h_c)p_i + (T_k - T_c)\mu_i, \\ (x_k - x_c)_0 &= \Delta x_0 = ax_0 + by_0 + c + (h_k - h_c)p_0 + (T_k - T_c)\mu_0.\end{aligned}$$

Здесь значки  $i$  относятся к  $n$  опорным звездам, значки  $k$  — к  $m$  пластинкам, значок «с» — к стандартной пластинке и индекс «0» — к определяемой звезде. Параллаксы и собственные движения в этих уравнениях являются абсолютными, т. е. отнесенными к бесконечно удаленным объектам. Линейный трехчлен приводит каждую пластинку к стандартной за разность масштабов, ориентировок и начал координат, включая линейные члены разности дифференциальной рефракции, аберрации и т. п. Решая задачу методом депендентов, получаем следующую формулу:

$$(p_0 - \sum D_i p_i)(h_k - h_0) + (\mu_0 - \sum D_i \mu_i)(T_k - T_0) = (\Delta x_0 - \sum D_i \Delta x_i)_k. \quad (2.57)$$

Таких уравнений будет столько, сколько имеется снятых пластинок, и оба неизвестных находят по способу наименьших квадратов. Очевидно, мы не можем найти абсолютные значения параллакс, а только их величину относительно параллакс опорных звезд. То же относится и к собственным движениям.

На практике предпочитают решать уравнения (2.57) с тремя неизвестными, прибавляя неизвестную постоянную величину  $C$  и беря не разность параллактических факторов при параллаксах, а самый параллактический фактор для момента съемки пластинки. Постоянная  $C$  тогда будет означать величину  $(p_0 - \sum D_i p_i)h_c$ , т. е. влияние параллакса для стандартной пластинки. Так как можно взять округленные значения координат звезд на стандартной пластинке и округленную дату ее съемки, то эти неточности тоже войдут в неизвестную постоянную  $C$ . Итак, в такой трактовке формулы Шлезингера будут

$$C + (p_0 - \sum D_i p_i)h_k + (\mu_0 - \sum D_i \mu_i)(T_k - T_0) = (\Delta x_0 - \sum D_i \Delta x_i)_k.$$

Три неизвестных определяются по способу наименьших квадратов по  $m$  уравнениям, где  $m$  — число снятых пластинок.

Мы принимаем  $D_i$  одинаковыми для всех этих уравнений, так как депенденты обладают (см. § 60) свойством инвариантности при любом линейном преобразовании координат, в то время как постоянные пластинок при изменении ориентировки, масштаба и начала координат должны вычисляться заново. Небольшие изменения положений определяемой и опорных звезд вследствие параллакс и собственных движений практически не окажут влияния на вычисления депендентов, так как они множатся на малые величины и потому могут вычисляться без большой точности. С другой стороны, способ Шлезингера обладает тем существенным недостатком, что он не позволяет, используя те же депенденты, определить параллаксы и собственные

движения опорных звезд и тем самым проанализировать их влияние на искомый параллакс. В случае заметного параллакса или собственного движения какой-либо опорной звезды ее следовало бы отбросить как заведомо близкую к нам. Поэтому за последние годы вносятся предложения вернуться к методу шести постоянных и вместе с тем использовать больше опорных звезд, доводя их число до 10—20. В качестве неизвестных предлагается ввести дополнительные члены, зависящие от блеска и показателя цвета  $CI$  звезд, а также учитывать возможное влияние комы объектива в виде члена  $fm$ . Тогда уравнение связи будет иметь следующий вид:

$$\Delta x = ax + by + c + \Delta h_x v + \Delta T_{\mu_x} + dm + eCI + fmx.$$

Для уверенного разделения всех неизвестных надо иметь большое количество опорных звезд разного блеска и цвета. Понадобятся более слабые звезды, а это приведет к необходимости увеличения выдержки. Для выполнения большой программы наблюдений, измерений и обработки надо автоматизировать все эти процессы, что и осуществляется в настоящее время.

Помимо упомянутых причин, влияющих на точность определения параллаксов, приходится считаться с термическими эффектами, действующими на положение линз в объективе, с гнутием трубы при разных ее положениях, что может вызвать сдвиг линз в оправе. Наблюдения параллаксов звезд ведутся в разное время суток — то вечером, то под утро, т. е. при разном состоянии инструмента. Известно, что снимки, полученные в одну и ту же ночь, лучше согласуются между собой, чем фотографии в разные ночи на том же инструменте. Еще более расходятся результаты, получаемые на разных обсерваториях. Вероятная ошибка одного параллакса, измеренного по многим пластинкам на одной обсерватории, равна в среднем  $\pm 0,008$  и даже меньше, но систематические разности между отдельными обсерваториями нередко достигают значительно большей величины. Поэтому можно утверждать, что полного доверия заслуживают определения расстояний до звезд в радиусе 100—200 парсек, полученные как средние из наблюдений на нескольких обсерваториях.

Дисторсия эмульсионного слоя, как мы знаем, не превосходит в разных местах пластинки 1—2  $\mu$ . Но бывают сдвиги эмульсии на краях пластинки относительно ее центральных частей, достигающие до 10  $\mu$ . Чтобы избежать ошибок в положении определяемой звезды относительно опорных звезд, которые случайно могут оказаться близко от края пластинки, предлагают повторить снимок на той же пластинке, повернув ее на  $180^\circ$ .

**§ 72. Перевод относительных параллаксов в абсолютные.** Для того чтобы перевести относительные параллаксы, получаемые из измерений, в абсолютные, надо знать абсолютные параллаксы опорных звезд. Эти последние можно вычислить по статистическим средним параллаксам, выводимым из собственных движений звезд (см. § 69). Средние параллаксы могут быть вычислены по вековым параллаксам, причем для этого принимают пекулярную скорость Солнца равной 19,5  $\text{км/сек}$ . Согласно Биннendaйку средние статистические параллаксы звезд фотографической видимой величины  $m$  представляются формулой

$$\lg \bar{p}(m) = \lg \bar{p}(12^m, 0) - 0,115(m - 12^m, 0),$$

где  $\lg \bar{p}(12^m, 0)$  зависит от галактической широты  $b$ . Для иллюстрации приводим средние годовичные статистические параллаксы звезд  $12^m$ :

|       |             |       |       |       |        |
|-------|-------------|-------|-------|-------|--------|
| $b$   | . . . 0—10° | 20°   | 30°   | 50°   | 70—90° |
| $\pi$ | . . . 0,002 | 0,002 | 0,003 | 0,004 | 0,004  |

Эти поправки малы и во всяком случае не превосходят систематических разностей между данными разных обсерваторий. В отдельных случаях они могут быть не верны, особенно когда число опорных звезд невелико, как в методе Шлезингера. Было бы важно определить параллаксы звезд относительно внегалактических объектов — галактик или квазаров, если бы можно было получать столь слабые объекты на снимках при помощи длиннофокусных астрографов с небольшим полем. Применение светосильных астрометрических рефлекторов дает такую возможность.

**§ 73. Результаты определений тригонометрических параллакс звезд. Перспективы дальнейших работ.** Способ Каптейна вначале широко применялся на некоторых обсерваториях и, в частности, в Пулкове, где С. К. Костинский составил программу наблюдений 200 ярких звезд на нормальном астрографе. Включая опорные и другие звезды, можно было надеяться получить обзорный каталог нескольких тысяч параллакс с вероятной ошибкой каждого  $\pm 0''.02$ — $\pm 0''.03$ . В 1905 г. С. К. Костинский опубликовал измеренные им параллаксы семи центральных и примерно 100 опорных звезд. В этой работе был описан способ Каптейна в его применении в Пулкове при наличии белых ночей и довольно плохой погоды в зимние месяцы. Наблюдения по способу Каптейна были вскоре оставлены по причинам, о которых говорилось выше. В 1911 г. была напечатана другая работа С. К. Костинского — о параллаксе переменной звезды о Кита. Период изменения блеска этой звезды равен году, что затрудняло задачу определения ее параллакса в связи с периодическим изменением спектра звезды, а также ввиду того, что ее зенитное расстояние для наблюдений в Пулкове велико (склонение о Кита равно  $-3^\circ 5'$ ). С. К. Костинским было проведено тщательное изучение влияния атмосферной дисперсии и ошибок больших часовых углов, в которых пришлось наблюдать. Обработка велась по способу ван Маанена. Параллакс оказался равным  $+0''.02 \pm 0''.02$ , т. е. пренебрежимо мал. Хинс и Рессел в Кеймбридже (США) получили в 1906 г.  $p = +0''.136 \pm 0''.035$ , что сильно меняло абсолютную величину о Кита, интересовавшую астрофизиков. Современное значение параллакса этой звезды равно  $+0''.013 \pm 0''.011$ , что близко к найденному Костинским.

Как уже упоминалось, для получения высокоточных результатов наблюдения тригонометрических параллакс ведутся теперь на инструментах, фокусное расстояние которых порядка 10 м. Результаты таких наблюдений были собраны сотрудницей Шлезингера Луизой Дженкинс в сводном каталоге, изданном в 1952 г. Каталог содержит 5822 звезды, параллаксы которых определялись многими обсерваториями и по несколько раз. В нем даются отдельные определения параллакс с их весами, по которым выводятся средние весовые абсолютные значения с их вероятными ошибками. В конце каталога выписаны все параллаксы в порядке их убывания по величине. Пройдя через нуль, параллаксы оказываются отрицательными и достигают значения  $-0''.057$  для звезды № 1044 по каталогу. Этот параллакс определен по наблюдениям только одной обсерватории. Всего в каталоге Дженкинс 715 отрицательных параллакс, но большинство из них находятся в интервале от  $-0''.001$  до  $-0''.010$ . Появление отрицательных параллакс закономерно, так как случайные и систематические ошибки могут при близких к нулю значениях параллакс перевести их в отрицательные. Кроме того, может случиться, что опорные звезды окажутся ближе определяемой. Около 2000 звезд каталога имеют параллаксы, значения которых одного порядка с их вероятными ошибками. Примерно 200 звезд имеют параллаксы больше или равные  $0''.1$ . Они находятся ближе 10 парсек. По-видимому, не все звезды обнаружены в этих пределах, так как огромное большинство наблюдаемых звезд яркие, до 9—10<sup>м</sup>. В каталоге Дженкинс всего 100 звезд слабее 14<sup>м</sup>.

В 1963 г. Йельская обсерватория выпустила дополнение к каталогу параллаксов, составленное тоже Л. Дженкинс. Дополнение состоит из двух частей: в первой части даны перенаблюдённые параллаксы примерно 700 звезд, которые содержатся в прежнем сводном каталоге; во второй части дано около 600 новых параллаксов. Оба этих каталога, основной и дополнительный, являются главными источниками наших сведений о тригонометрических параллаксах звезд.

В 1957 г. вышел в свет Каталог В. Глизе параллаксов звезд, находящихся ближе 20 парсек от Солнца, а в 1969 г. им же был опубликован новый расширенный каталог с улучшенными данными. Число звезд с параллаксами  $p \geq 0,050$  возросло с 915 в 1957 г. до 1049 в 1969 г. В каталоге, кроме тригонометрических параллаксов, имеются спектроскопические и фотометрические параллаксы. В нем приводятся собственные движения и фотометрические характеристики звезд. В 1970 г. вышел из печати каталог 1566 тригонометрических параллаксов звезд, находящихся в радиусе 25 парсек от Солнца, составленный Р. Вулли и его сотрудниками. Первый каталог тригонометрических параллаксов 100 слабых звезд (средняя визуальная величина  $13^m,7$ ), измеренных по снимкам на 150-см астрономическом рефлекторе во Флагстаффе, опубликован в 1970 г. Вероятная ошибка одного параллакса в среднем равна  $\pm 0,003$ . Это достигнуто ценой очень высоких качеств инструмента, тщательным учетом всевозможных ошибок и обилием наблюдательного материала.

В статье П. ван де Кампа, опубликованной в 1969 г., приведена характеристика звезд, находящихся от нас ближе 5 парсек. Таких звезд к настоящему времени известно 59, включая Солнце. Из них 31 одиночная, 11 двойных и две тройные системы. Только четыре звезды абсолютно более яркие, чем Солнце. Звезд с абсолютными визуальными величинами от  $10^m,0$  до  $15^m,0$  содержится 37. Большинство звезд спектрального класса М, их 39. Белых карликов 6. У четырех звезд подозреваются невидимые спутники, массы которых составляют сотые и даже тысячные доли массы Солнца. О невидимых спутниках подробнее будет сказано в главе XV. Данные ван де Кампа еще раз подтверждают, что звездное население, по крайней мере в окрестностях Солнца, состоит из звезд-карликов весьма слабой светимости. Поэтому современные программы параллактических наблюдений включают фотографирование красных и белых карликов, звезд с большими собственными движениями, двойные звезды и другие интересные группы объектов. Повторяются определения параллаксов звезд, мало обеспеченных предыдущими наблюдениями. В Пулковской обсерватории на 65-см визуальном рефракторе начата и продолжается программа наблюдений параллаксов околозенитных звезд. На 90-см Ликском рефракторе и на 100-см Йеркском телескопе начата программа определения параллаксов звезд до  $16^m$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Канаев И. И., Изв. ГАО № 185, 1970.
2. Костинский С. К., Изв. Пулковской обс. № 44, 1911.
3. Gliese W., Veröff Astr. Recheninst. Heidelberg № 22, 1969.
4. Jenkins L., General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes, Yale Univ. Obs., 1952.
5. Kamp P. van de, PASP № 478, 1969.
6. Riddle R. K., Publ. Naval Obs. 22, part IIIA, Washington, 1970.
7. Woolley R. a. oth., Roy. Obs. Ann. № 5, 1970.

## ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

§ 74. Методика наблюдений и измерений. Фотографические наблюдения двойных звезд по своей точности превосходят визуальные, но обладают тем недостатком, что тесные пары недоступны фотографическому методу из-за расширения диаметров изображений звезд на пластинке. Предел измеримого расстояния между звездами на фотоснимке  $1''$ , в то время как визуальный метод позволяет измерять пары с расстояниями между компонентами до  $0,05$ . Более того, из-за наличия фотографических эффектов, в частности, эффекта Костинского, предел расстояний между компонентами пары, доступной фотографическому методу, увеличивается до  $2-3''$  даже для длиннофокусных инструментов. В линейной мере это составляет не менее  $0,12$  мм.

Существенной систематической ошибкой является уравнение блеска. Эта ошибка может достигнуть заметной величины, если компоненты пары сильно различаются по своему блеску. Для ее устранения или значительного уменьшения перед объективом помещают решетку, состоящую из параллельных прутьев, полос или проволок, находящихся на равных расстояниях одна от другой и скрепленных оправой. Тогда по обеим сторонам изображений звезд, перпендикулярно к направлению натянутых проволок, расположатся дифракционные спектры различных порядков. Из теории известно, что расстояние  $r$  от центрального изображения звезды до дифракционного спектра зависит от длины волны  $\lambda$ , от ширины  $a$  промежутка между проволоками и толщины  $b$  проволок, а также от фокусного расстояния  $f$  объектива согласно формуле

$$r = \frac{nf}{a+b} \lambda,$$

где  $n$  — порядок дифракционного спектра. Можно подобрать проволоки и промежутки такой ширины чтобы спектры первого порядка не касались центрального изображения и не растягивались в пределах чувствительности эмульсии больше, чем диаметр кружка рассеяния света на фотопластинке, т. е. получались бы в виде звездных изображений. Если обозначить через  $I$  блеск изображения звезды без решетки,  $I_0$  — блеск центрального изображения и  $I_n$  — дифракционного изображения порядка  $n$ , то связь между ними выразится следующими соотношениями:

$$\frac{I_0}{I} = \left( \frac{a}{a+b} \right)^2 \quad \text{и} \quad \frac{I_n}{I} = \frac{1}{(n\pi)^2} \sin^2 \left( \frac{an\pi}{a+b} \right),$$

где  $a$  — ширина промежутка в решетке. По этим формулам легко рассчитать ослабление интенсивности изображений в звездных величинах. Когда  $a=b$ , центральное изображение будет ослаблено на  $1^m,5$ , а дифракционное изображение первого порядка по отношению к центральному на  $1^m$ . Такая решетка невыгодна, так как потребует значительно увеличить выдержку.

Приведем данные о параметрах решеток, позволяющих при  $f=11$  м получать пужную разность в звездных величинах  $m_1-m_0$  и расстояние  $r$  дифракционного изображения первого порядка от центрального изображения для фото-визуальных лучей:

|                                                    |                  |                  |                  |
|----------------------------------------------------|------------------|------------------|------------------|
| Ширина промежутка $a$ в мм . . . . .               | 15,1             | 14,8             | 19,1             |
| Ширина проволоки $b$ в мм . . . . .                | 7,1              | 4,0              | 3,2              |
| Ослабление центрального изображе-<br>ния . . . . . | 0 <sup>m</sup> 8 | 0 <sup>m</sup> 5 | 0 <sup>m</sup> 3 |
| Разность $m_1-m_0$ . . . . .                       | 2 <sup>m</sup> 0 | 3 <sup>m</sup> 0 | 4 <sup>m</sup> 0 |
| Расстояние $r$ в мм . . . . .                      | 0,27             | 0,32             | 0,27             |

Для нормального астрографа в Пулковке была изготовлена решетка из проволок с диаметром сечения 0,7 мм и промежутками между ними 4,3 мм, рассчитанная для фотографических лучей. Она ослабляла центральное изображение на 0<sup>m</sup>3, а спутники первого порядка были на 4<sup>m</sup>2 слабее. В случаях очень больших различий блеска между компонентами двойной звезды, как, например, разница в 10<sup>m</sup> в системе Сириуса, рассчитываются специальные решетки, где проволоки располагаются на неравных расстояниях друг от друга. Так, для Сириуса и его спутника была применена решетка всего из пяти проволок, натянутых на шестиугольную диафрагму, которая ориентировалась перед объективом так, чтобы изображение спутника попадало между дифракционными лучами от краев диафрагмы. На рис. 161 воспроизведена увеличенная фотография двойной звезды ADS 11870. Диаметры дифракционных изображений  $a'$  и  $a''$  главной звезды  $A$  равны диаметру центрального изображения спутника  $B$ . Они располагаются строго симметрично по отношению к центральному изображению, и потому среднее арифметическое из их измерений должно соответствовать центру главной звезды. Тем самым исключается уравнивание блеска.

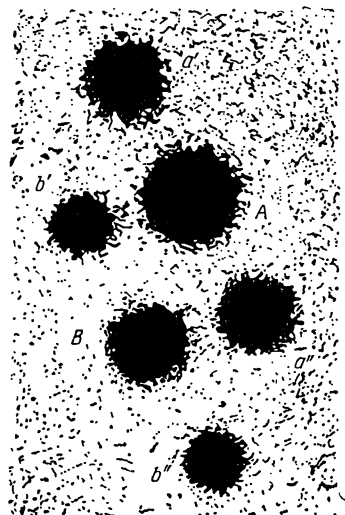


Рис. 161.

Другим источником систематической ошибки является атмосферная дисперсия (см. § 56). Для обычных фотографических пластинок эффективная длина волны звезд спектрального класса А равна 419 мкм, а класса К — 439 мкм. Употребляя ортохроматические пластинки в соединении с желтым светофильтром при визуальном объективе рефрактора, мы используем небольшой участок спектра около  $\lambda=550$  мкм. Эффективные длины волн для разных спектральных классов оказываются тогда весьма близкими, что видно из следующей таблички:

|                                           |       |       |       |
|-------------------------------------------|-------|-------|-------|
| Спектральные классы . . .                 | B1—A2 | F0—G5 | K0—M0 |
| Эффективные длины волн<br>в мкм . . . . . | 550   | 551   | 553   |

Влияние атмосферной дисперсии при этом оказывается примерно на порядок меньше, чем при обычных снимках, и разница в положениях звезд спектральных классов А—М равна 0,02 на зенитном расстоянии 45°. Эта разница, кроме того, зависит от блеска звезды и от выдержки.

При фотографировании двойных звезд производят несколько десятков экспозиций на одной пластинке, передвигая трубу или пластинку по двум координатам. Такие снимки теперь получают при помощи автоматически

передвигающейся кассеты с автоматически действующим затвором, фиксирующим, также автоматически, моменты выдержки. Для получения высокой точности увеличивают также число снятых в разные ночи пластинок. Современная точность, с которой измеряют расстояния между компонентами двойной звезды, характеризуется в среднем ошибкой  $\pm 0''.02$  по одной пластинке с 20—30 отдельными изображениями. Эта ошибка, выведенная из сопоставления результатов измерений нескольких пластинок, называется *внешней ошибкой*. Она немного больше *внутренней ошибки*, выводимой из сопоставления измерений отдельных изображений на одной и той же пластинке. Приведенная выше ошибка относится к результатам наблюдений на длиннофокусном астрографе ( $f=10$  м). Для нормального астрографа она оказывается равной  $\pm 0''.04$ , т. е. в два, а не в три раза больше, как можно было ожидать из соотношения фокусных расстояний. Этот факт подтверждается эмпирической формулой К. Странда, выведенной им по результатам наблюдений на нескольких астрографах:

$$\epsilon^2 = \left(\frac{0''.51}{f}\right)^2 + (0''.033)^2,$$

где  $\epsilon$  — средняя ошибка одного изображения на пластинке, полученной на рефракторе с фокусным расстоянием  $f$ , выраженным в метрах.

В фотографической астрометрии измеряются прямоугольные координаты  $x$ ,  $y$  спутника относительно главной звезды, а не расстояния и позиционные углы, как при визуальных измерениях. При этом указывают, к какой эпохе равноденствия отнесены измеренные координаты. Следовательно, надо точно ориентировать пластинку и знать хорошо масштаб снимка ввиду больших требований к точности измерений двойных звезд и необходимости сравнения и выравнивания рядов наблюдений, получаемых на разных инструментах и разными измерителями.

Остановимся подробнее на вопросе ориентировки пластинок. Как уже было сказано (см. § 67), пластинка обычно ориентируется по двум звездам — северной и южной или восточной и западной. Если нужно уточнить ориентировку и масштаб, учтя при этом влияние линейных членов дифференциальной рефракции и абберации, то по трем (минимум) звездам с известными экваториальными координатами получают разности измеренных и тангенциальных координат, откуда вычисляют постоянные пластинки и т. д. Этого вполне достаточно для получения требуемой точности результатов измерений двойных звезд. Однако ввиду небольшого поля длиннофокусных астрографов и обычно весьма коротких выдержек с трудом удается найти две ориентирующие звезды, а обычно приходится ориентировать пластинку по следу яркой звезды. Вместо следа получают два снимка такой звезды к востоку и западу от центра пластинки, что может внести некоторую неточность из-за неодновременности таких экспозиций. Рассмотрим сначала случай восточной и западной звезды, как ориентирующей пары с известными экваториальными координатами. Для вычисления разности тангенциальных координат этих звезд достаточно формул разложения в ряды до членов второго порядка (см. § 51):

$$Y_2 - Y_1 = (\delta_2 - \delta_1)' + 15^2 \sin 2D \sin 1' \left[ \left( \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} \right) \left( \frac{\alpha_2 + \alpha_1}{2} - A \right) \right], \quad (2.58)$$

где  $A$  и  $D$  — экваториальные координаты оптического центра, которые нужно знать лишь приблизительно вследствие малости второго члена разложения. Этот член даже при весьма несимметричном расположении пары звезд относительно центра пластинки достигает лишь  $0''.3$ .

На пластинке положения звезд искажены влиянием дифференциальной рефракции и абберации. Поэтому для строгой ориентировки надо учесть в раз-



ностях между измеренными и тангенциальными координатами это различие по формулам (2. 38) и (2. 39). Измеренные координаты  $x$ ,  $y$  спутника относительно главной звезды также искажены этим влиянием и нужно внести соответствующие поправки по тем же формулам. Вследствие малого расстояния между компонентами пары (мы считаем это расстояние не более  $30''$ ), изменение ориентировки из-за рефракции, а тем более из-за абберрации, внесет крайне незначительные поправки в измерения двойной звезды, обычно на порядок меньше случайной ошибки пластинки. Только при больших зенитных расстояниях и больших часовых углах (что на практике почти не встречается при наблюдениях двойных звезд) указанные поправки могут быть сравнимыми со случайными ошибками пластинки.

Для того чтобы не вводить рассматриваемые поправки дважды (за ориентировку и за расстояние между компонентами пары), выведем формулы, в которых обе поправки соединены в одну. Пусть на рис. 162 главная звезда  $A$  пары находится в оптическом центре пластинки, не смещенном рефракцией и абберацией, и на той же «идеальной» пластинке положение спутника будет  $B$ . Положения ориентирующих звезд будут  $1$  и  $2$ . Координата  $X$  возрастает с запада на восток, координата  $Y$  — с юга на север. Рефракция и абберация смещают звезды к зениту и апексу, и положения звезд на реальной пластинке обозначим теми же символами, но со штрихом. Реальная пластинка будет касаться сферы в точке  $A'$ , и круг склонений, проходящий через эту точку, будет наклонен к первоначальному кругу склонений, проходящему через точку  $A$ , но также будет проходить через полюс, фиксированный выбранной нами эпохой равноденствия.

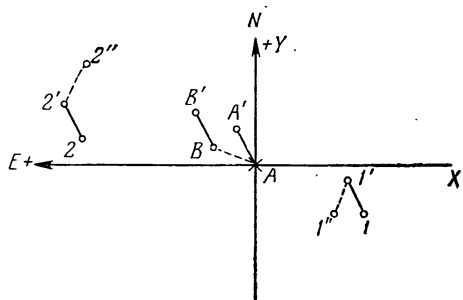


Рис. 162.

Ориентируем теперь пластинку в измерительном приборе так, чтобы разность координат звезд, смещенных фактически рефракцией и абберацией, стала равной вычисленной разности  $Y_2 - Y_1$  стандартных координат. Очевидно, что относительно правильного положения пластинка окажется повернутой на некоторый малый угол  $\epsilon$ . Новые координаты ориентирующих звезд, которые мы обозначим через  $Y_2''$  и  $Y_1''$ , будут связаны с прежними координатами  $Y_2'$  и  $Y_1'$  условиями преобразования координат путем поворота осей на угол  $\epsilon$ :

$$\begin{aligned} Y_1'' &= Y_1' \cos \epsilon + X_1' \sin \epsilon, \\ Y_2'' &= Y_2' \cos \epsilon + X_2' \sin \epsilon. \end{aligned}$$

По условию ориентировки

$$Y_2'' - Y_1'' = Y_2 - Y_1.$$

Поэтому, беря разность предыдущих равенств, получим

$$Y_2'' - Y_1'' = Y_2 - Y_1 = (Y_2' - Y_1') \cos \epsilon + (X_2' - X_1') \sin \epsilon.$$

Ввиду малости  $\epsilon$  можно считать  $\cos \epsilon = 1$  и  $\sin \epsilon = \epsilon$ . Тогда имеем

$$(Y_2 - Y_1) - (Y_2' - Y_1') = (\Delta_2 + \Delta_1)_y = (X_2' - X_1') \epsilon,$$

где  $\Delta_2$  и  $\Delta_1$  выражают влияние дифференциальной рефракции и абберации первого порядка относительно координат. Произведением  $(\Delta_2 + \Delta_1)_x \cdot \epsilon$

пренебрегаем ввиду его малости, и поэтому принимаем  $(X'_2 - X'_1) = (X_2 - X_1)$ .

Итак,

$$\varepsilon = \frac{(\Delta_2 + \Delta_1)_y}{X_2 - X_1}. \quad (2.59)$$

Что касается положения спутника относительно главной звезды, то при повороте осей на угол  $\varepsilon$  его измеренные координаты  $x''$  и  $y''$  при этой ориентировке пластинки будут связаны с прежними координатами (тоже искаженным рефракцией и абберацией)  $x'$  и  $y'$  аналогичными уравнениями:

$$x' = x'' \cos \varepsilon + y'' \sin \varepsilon, \quad y' = y'' \cos \varepsilon - x'' \sin \varepsilon.$$

Заменяем здесь  $\cos \varepsilon$  единицей и  $\sin \varepsilon$  углом  $\varepsilon$ , выражение для которого дает формула (2.59), и используя формулы (2.38) и (2.39), получим

$$\left. \begin{aligned} x' &= x'' + \beta y'' \left[ k_1(k_2 + \operatorname{tg} D) + k_4 \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1} \right] + y'' \left[ R \operatorname{tg} D + Q \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1} \right], \\ y' &= y'' - \beta x'' \left[ k_1(k_2 + \operatorname{tg} D) + k_4 \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1} \right] - x'' \left[ R \operatorname{tg} D + Q \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.60)$$

Истинное значение координат  $x$  и  $y$  спутника получим из значений искаженных координат  $x'$  и  $y'$ , учтя поправки за дифференциальную рефракцию и абберацию, т. е.

$$\left. \begin{aligned} x &= x' + \beta k_3 x' + \beta k_1(k_2 - \operatorname{tg} D) y' + Q x' - R \operatorname{tg} D y', \\ y &= y' + \beta k_1(k_2 + \operatorname{tg} D) x' + \beta k_4 y' + R \operatorname{tg} D x' + Q y'. \end{aligned} \right\}$$

Подставив сюда значения  $x'$  и  $y'$  из (2.60), окончательно получим после очевидных сокращений членов с  $\operatorname{tg} D$ :

$$\left. \begin{aligned} x &= x'' + \beta k_3 x'' + 2\beta k_1 k_2 y'' + \beta k_4 y'' \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1} + Q x'' + Q y'' \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1}, \\ y &= y'' + \beta k_4 y'' - \beta k_4 x'' \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1} + Q y'' - Q x'' \frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1}. \end{aligned} \right\} \quad (2.61)$$

В случае ориентировки по следу звезды, когда можно положить  $Y_2 - Y_1 = 0$ , получаем формулы Герцшпрунга — Странда

$$x = x'' + \beta k_3 x'' + 2\beta k_1 k_2 y'', \quad y = y'' + \beta k_4 y'',$$

где влияние абберации не учтено. Однако при несимметричном расположении следа (или двух изображений на следе) относительно оптического центра эти формулы не строгие, особенно при больших склонениях. В таких случаях следует употреблять выведенные нами формулы (2.61). Заметим, что в наших формулах разности тангенциальных координат можно заменить разностями измеренных координат  $x''_2 - x''_1$  и  $y''_2 - y''_1$ , ввиду малости коэффициентов при отношениях этих разностей. Для вычисления первоначальной ориентировки нужно знать прямые восхождения двух точек следа относительно оптического центра пластинки, т. е. разности  $(\alpha_i - A)$ . Их можно рассчитать по разностям моментов снимков к востоку и западу от центра пластинки и момента пересечения звездой вертикальной нити в поле зрения гида при остановленной трубе. Тут могут встретиться трудности фиксации этих моментов. Поэтому предпочитают другой способ. Пусть после получения последнего снимка мы останавливаем часовой механизм и по прошествии некоторого времени снова включаем его и получаем снимок нашей звезды.

Тангенциальная координата  $Y$  этого изображения согласно формуле (2. 58) равна:

$$Y = 15^2 \sin 2D \sin 1'' \left( \frac{\alpha_2 - A}{2} \right)^2,$$

так как  $\delta_2 = \delta_1$  и  $\alpha_1 = A$ .

Если обозначить через  $l$  длину дуги большого круга между снимком в центре пластинки и краевым снимком, то из треугольника с вершинами в полюсе, центре пластинки и в середине дуги  $l$  имеем:

$$\frac{\sin \frac{l}{2}}{\cos D} = \frac{\sin \frac{\alpha_2 - A}{2}}{\sin 90^\circ}, \quad \text{откуда} \quad \frac{\alpha_2 - A}{2} = \frac{l}{2 \cos D}.$$

Подставляя, получаем

$$Y = 15^2 \sin 1'' \frac{l^2}{2} \operatorname{tg} D = \sin 1'' \frac{l'^2}{2} \operatorname{tg} D, \quad (2. 62)$$

где  $l$  измеряется на пластинке в миллиметрах, а умноженная на масштаб, выражается в секундах дуги. При этом мы можем пренебречь влиянием дифференциальной рефракции, а ориентировка будет относиться к эпохе снимка.

В случае северной и южной звезд для ориентировки снимка употребляется формула:

$$X_2 - X_1 = 15 \cos D (\alpha_2 - \alpha_1) - \\ - 15 \sin D \sin 1' [(\alpha_2 - A)(\delta_2 - D) - (\alpha_1 - A)(\delta_1 - D)]. \quad (2. 63)$$

Для вычисления поправок за дифференциальную рефракцию и аберрацию в этом случае получаются следующие формулы:

$$\left. \begin{aligned} x &= x'' + \beta k_3 y'' - \beta k_3 y'' \frac{X_2 - X_1}{Y_2 - Y_1} + Qx'' - Qy'' \frac{X_2 - X_1}{Y_2 - Y_1}, \\ y &= y'' + \beta k_4 y'' + 2\beta k_1 k_2 x'' + \beta k_3 x'' \frac{X_2 - X_1}{Y_2 - Y_1} + Qy'' + Qx'' \frac{X_2 - X_1}{Y_2 - Y_1}. \end{aligned} \right\} \quad (2. 64)$$

Здесь, как и в формулах (2. 61), для того чтобы получить результат в дуговой мере, надо правые части уравнений умножить на масштаб астрографа, свободный от влияния рефракции. Он определяется по специальным снимкам звезд, например, по снимкам Плеяд или других звездных скоплений с хорошо известными координатами звезд. В Пулковке масштаб 65-см рефрактора был определен А. А. Киселевым по многим широким парам звезд, взятым из точного фотографического каталога. Вопросу ориентировки фотопластинок посвящена работа А. А. Киселева 1971 г.

Обратим внимание на личные ошибки измерителя. Хотя поворот пластинки на  $180^\circ$  при измерении должен в принципе исключать эту ошибку, опыт показал, что одни и те же пластинки, измеренные на одном и том же приборе разными лицами, дают систематическое различие по обоим координатам, достигающее до 1  $\mu\kappa$  (обычно несколько десятых микрона). В масштабе пулковского 65-см рефрактора это может дать величину порядка  $0,01 - 0,02$ .

В заключение отметим, что при переводе измерений двойных звезд с одной эпохи на другую нужно учитывать влияние прецессии на позиционный угол, а следовательно, на обе координаты  $x$ ,  $y$  спутника относительно главной звезды. Изменение позиционного угла дается формулой

$$\Delta\theta = 0^\circ,0056\Delta T \sin \alpha \sec \delta,$$

где  $\Delta T$  — промежуток времени между двумя эпохами. Собственное движение

пары по прямому восхождению тоже меняет позиционный угол согласно формуле

$$\Delta\theta = \mu_\alpha \Delta T \sin \delta.$$

Вывод этих формул можно найти в т. II настоящего курса (изд. 1962 г., стр. 64—65).

**§ 75. Результаты измерений двойных звезд.** Сводный каталог Р. Айткена, содержащий 17 180 отдельных двойных и кратных звезд, был издан в 1935 г. Он охватывает область неба от северного полюса до склонения  $-30^\circ$ . В него вошли главным образом визуальные наблюдения, так как фотографические измерения высокой точности были начаты с 20-х годов XX в. Для каждой звезды приведены отдельные измерения разных наблюдателей. Айткен не включал в свой каталог двойные звезды, если расстояние между компонентами превосходило границу, определяемую формулой

$$\lg \rho = 2,8 - 0,2m,$$

где  $\rho$  — расстояние в секундах дуги,  $m$  — суммарная визуальная звездная величина компонентов. Следовательно, двойные звезды, включаемые в каталог Айткена, не могут иметь взаимные расстояния более  $6''$ , если они 10-й величины. Для более слабых звезд расстояния должны быть еще меньше. Известно, однако, что встречаются физически связанные звезды с более широкими взаимными расстояниями. Следует заметить, что звездные величины компонентов двойных звезд обычно недостаточно точны. Таким образом, критерий Айткена не может быть вполне строгим. Тем не менее при отсутствии заметного орбитального движения какой-то критерий отбора двойных звезд в каталоге должен существовать. В этом отношении критерий Айткена может быть полезен. Звезды каталога Айткена обозначаются буквами ADS с порядковым номером в каталоге.

В 1963 г. вышел из печати более полный каталог двойных и кратных звезд, охватывающий все небо и содержащий 64 246 звезд. Каталог опубликован Ликской обсерваторией в двух частях и содержит только данные о первом и последнем измерении каждой пары. Подробные сведения о всех наблюдениях имеются в картотеках, экземпляры которых хранятся в нескольких обсерваториях. В каталоге звезды не имеют порядковых номеров, а обозначаются приближенными значениями экваториальных координат на 1900 г., перед которыми ставятся буквы IDS, что означает «Индекс двойных звезд». Как показало исследование А. Н. Дейча, который сопоставил собственные движения нескольких сотен двойных звезд с данными IDS, около одной трети звезд, содержащихся в этом каталоге, не может считаться физически связанными системами. Из всей массы занесенных в каталоги двойных и кратных звезд лишь для очень немногих известны более или менее уверенные орбиты. Каталог орбит визуально-двойных звезд опубликован Финзенем и Уорли в циркулярах Йоганнесбургской обсерватории в 1970 г. В нем содержится 795 орбит для 696 систем, т. е. около 1% всех известных до сих пор визуально-двойных звезд.

Результаты фотографических, пока немногочисленных, наблюдений, произведенных на 38-см астрографе Московской обсерватории и на 65-см визуальном рефракторе в Пулковке, опубликованы в изданиях этих обсерваторий. По большому и точному материалу, полученному при помощи длиннофокусных инструментов, начали обнаруживать спутники звезд весьма малой массы, которые пока невидимы, но вызывают периодические смещения в положении главной звезды. К таким звездам относится двойная звезда 61 Лебеда, у которой обнаружен невидимый спутник с массой 0,02 массы Солнца. Самым замечательным примером является открытие в 1963 г. ван де Кампом

невидимого спутника у звезды Барнарда с массой всего 0,0016 массы Солнца, т. е. 1,7 массы Юпитера. Эксцентриситет орбиты велик и равен 0,7. В новой работе, опубликованной в 1969 г., ван де Камп пытался объяснить периодические смещения звезды Барнарда наличием двух невидимых спутников, обращающихся вокруг центрального тела по круговым орбитам. Две планеты должны иметь массы 0,8 и 1,1 массы Юпитера.

Среди двойных звезд обнаруживаются так называемые широкие пары, о физической связи компонентов которых можно заключить на основании сходных по величине и направлению их собственных движений. Взаимные расстояния между ними достигают нескольких минут дуги и больше. Такие двойные системы представляют большой интерес и являются предметом специальных исследований, особенно в отношении слабых звезд, обычно не измеряемых в качестве двойных. Списки широких пар с общими собственными движениями публиковались в изданиях Пулковской и других обсерваторий. Для южного полушария неба такие списки опубликованы В. Лейтеном в трудах обсерватории университета штата Миннесота (США).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дейч А. Н., Изв. ГАО № 146, 1951; № 160, 1957; № 166, 1960.
2. Дейч А. Н., Изв. ГАО № 168, 1961.
3. Дейч А. Н., Киселев А. А. и др., Изв. ГАО № 176, 1965.
4. Дейч А. Н., Изв. ГАО № 189—190, 1971.
5. Киселев А. А., Изв. ГАО № 174, 1964.
6. Киселев А. А., Изв. ГАО № 187, 1971.
7. Странд К. А., АЖ 37, 4107, 1960.
8. Шукстова З. Н., Тр. ГАИШ 30, 1961.
9. Aitken R. Gr., New Gen. Cat. of Double Stars, Washington, 1932.
10. Kamp P. van de, AJ 68, № 7, 1963; AJ 74, № 6, 1969.
11. Finsen W. S. a. Worley C. E., Republic Obs. Johannesburg, Circ, 7, № 129, 1970.
12. Jeffers H. M. a. al., Publ. Lick. Obs. 21, 1963.

## ГЛАВА XVI

### НЕКОТОРЫЕ СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ АСТРОМЕТРИИ, РАЗРЕШАЕМЫЕ ФОТОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

§ 76. Определение эффекта Эйнштейна во время полных солнечных затмений. Исходя из общей теории относительности, Эйнштейн вывел закон отклонения луча света в поле тяготения тела большой массы. Это отклонение пропорционально массе тела и обратно пропорционально расстоянию луча от центра тяжести массы. Когда лучи от звезды проходят близ Солнца, они искривляются, как бы притягиваясь к Солнцу, и изменяют свое направление, создавая видимое смещение положения звезды от центра Солнца по закону

$$\alpha = \frac{4k\mathcal{M}_{\odot}}{c^2r},$$

где  $r$  — расстояние от центра Солнца,  $k=6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2}$  — постоянная тяготения,  $\mathcal{M}_{\odot}=1,991 \cdot 10^{33} \text{ г}$  — масса Солнца,  $c=2,998 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$  — скорость света. Подставив сюда радиус Солнца  $r_{\odot}$ , равный  $6,956 \cdot 10^{10} \text{ см}$ , получим  $\alpha_{\odot}=1,75$ . Тогда для любого расстояния  $r$  от Солнца имеем

$$\alpha = 1,75 \frac{r_{\odot}}{r}.$$

Величина  $1,75$ , предсказанная Эйнштейном, обозначается буквой  $E$  и является искомой. При наблюдениях полного солнечного затмения корона Солнца своим светом вуалирует пластинки, так что близкие к его краю звезды не видны на снимке. Поэтому измеряемый фактически угол отклонения луча звезды оказывается меньше  $1''$ . Кроме того, слабые звезды не получаются на фотографии за короткие выдержки за время полной фазы затмения и приходится ограничиваться звездами  $8-10^m$ .

Проверка эффекта Эйнштейна возможна пока лишь при помощи фотографии (если не считать радиоастрономических наблюдений в последнее время) и заключается в сравнении снимков, полученных во время затмения, со снимками того же участка неба, но без Солнца, произведенными ночью примерно через полгода. Ввиду того, что условия фотографирования двух серий снимков различны, задача определения величины смещения звезд оказывается достаточно сложной. Помимо влияний, происходящих от различия температуры днем и ночью, рефракции, абберации и т. п., существенным является то обстоятельство, что на одних пластинках, в отличие от других, фотографируется солнечная корона, которая занимает значительную площадь на негативе и может играть определенную роль в процессах химической обработки пластинки и в ее сушке, увеличивая дисторсию эмульсии. Особенное внимание должно быть обращено на отделение масштабного множителя от самого эффекта Эйнштейна. Для лучшего исключения этих ошибок фотографируют добавочное звездное поле во время затмения и через полгода. Контрольная область выбирается по возможности на том же зенитном расстоянии, что и основной участок неба.

Каждую пластинку измеряют в отдельности или складывая их слой к слою, если имеются снимки «сквозь стекло». В измеренные разности  $\Delta x$  и  $\Delta y$  между двумя изображениями каждой звезды входят, помимо искомого эффекта, влияния различия масштабов, ориентировки, рефракции, наклонов пластинок к оптической оси и т. п., о чем было сказано достаточно подробно в предыдущих главах. Мы можем выразить соответствующие влияния линейными и квадратичными членами от координат, причем для уменьшения числа неизвестных вычисляют отдельно поправки за рефракцию и абберацию. Тогда получают следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta x &= ax + by + c + E \frac{r_{\odot}}{r} \frac{x}{r} + px^2 + qxy, \\ \Delta y &= ay - bx + d + E \frac{r_{\odot}}{r} \frac{y}{r} + pxy + qy^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.65)$$

Здесь  $E$  — искомый коэффициент Эйнштейна, множители при нем проектируют его на оси координат, члены с  $p$  и  $q$  вводятся для учета взаимного наклона пластинок, который может быть существен на больших полях, употребляемых в данной задаче. Число опорных звезд желательно иметь не менее 15—20, причем важно симметричное их расположение на пластинке относительно Солнца. Основная трудность, как мы уже говорили, заключается в разделении постоянной масштаба  $a$  и коэффициента  $E$ . Множители при этих неизвестных одного знака и вес первого неизвестного велик по сравнению с весом  $E$ , оказываясь для краевых звезд в 100 раз больше. Это обстоятельство является главным аргументом в пользу фотографирования контрольного поля для независимого определения масштаба.

Эффект Эйнштейна наблюдался во время нескольких полных солнечных затмений, начиная с затмения 29 мая 1919 г., вскоре после сделанного в 1915 г. предсказания. Во время затмений 1919 и 1922 гг. контрольные поля были получены на тех же инструментах, что и снимки затмившегося Солнца, но не одновременно с ними. Число опорных звезд на фотографиях, полученных экспедицией Ликской обсерватории 21 сентября 1922 г., было около 100. Величина отклонения лучей у края Солнца (которая была найдена экстраполяцией) оказалась равной  $1''.72 \pm 0''.1$ , т. е. почти в точности совпала с предсказанной Эйнштейном величиной.

Обработка наблюдений затмения 9 мая 1929 г., длившегося рекордное время — почти 5 минут, была проведена сотрудниками Потсдамской астрономической обсерватории Фрейндлихом и Клубером с большой тщательностью и многими предосторожностями. Значение коэффициента Эйнштейна получилось равным  $2''.24 \pm 0''.1$ , что на  $0''.5$  больше теоретического. Эта экспедиция на острове Суматра имела в своем распоряжении две однотипные камеры с фокусным расстоянием 8,5 м и диаметром отверстия 20 см. Пластины размером  $45 \times 45$  см покрывали поле  $3^\circ \times 3^\circ$ . Трубы были установлены горизонтально под углом  $25^\circ$  друг к другу так, чтобы при помощи целостата можно было одновременно заснять Солнце и контрольное поле на одном и том же зенитном расстоянии. Для сравнения масштаба пластинок на каждой из них отпечатывалась сетка, помещавшаяся в фокусе объектива коллиматора Коллиматор длиной в 2 м был обращен окулярным концом к небу. Сетка фотографировалась сразу после окончания полной фазы затмения. Через полгода те же звездные поля были засняты подобным же образом. Было получено четыре снимка основной и три снимка контрольной области с выдержками около минуты. Были измерены 18 звезд, из которых самая близкая находилась на расстоянии  $8'$  от края Солнца. Звезды располагались далеко не симметрично вокруг Солнца. На снимках измерялись, кроме того, точки пересечения штрихов сетки для изучения возможной дисторсии слоя и изменения

оптических свойств объектива между дневными и ночными фотографиями. Отпечатки сетки использовались также для исследования изменения масштаба пластинок. Был измерен также и оригинал сетки. В результате обработки всех пар пластинок были получены следующие значения величины эффекта Эйнштейна:  $2''25 \pm 0''19$ ;  $2''17 \pm 0''20$ ;  $2''61 \pm 0''26$ ;  $1''81 \pm 0''19$ . Среднее дает:  $E = 2''24 \pm 0''10$ .

Полоса полной фазы затмения 19 июня 1936 г. проходила по территории Советского Союза через всю Сибирь, от Северного Кавказа до берегов Японского моря. Для определения эффекта Эйнштейна А. А. Михайлов использовал инструмент оригинальной конструкции, в котором объектив с фокусным расстоянием 6 м и отверстием 15 см был направлен прямо на Солнце, оставаясь неподвижным, а кассетная часть передвигалась часовым механизмом по ведущему стальному цилиндру, ориентированному по касательной к суточной параллели. Инструмент помещался в светонепроницаемом павильоне, где находился и наблюдатель, как бы внутри фотографической камеры. Пластинка размером  $35 \times 35$  см покрывала поле  $3^\circ \times 3^\circ$  и устанавливалась на трех опорных точках платформы в фокусе объектива. Смена пластинок производилась за 5 секунд и наблюдатель мог непосредственно видеть изображение короны на эмульсии. Для одновременного фотографирования контрольной области перед объективом под углом устанавливалась прозрачная плоскопараллельная пластина в чугунном кольце. Пластина имела диаметр 27 см и толщину 3 см. Каждой своей стороной она отражала около 4% падающего света, следовательно, всего 8%, что ослабляло свет звезды на  $2^m7$ . Лучи от звезд околосолнечного поля проходили сквозь пластинку, ослабляясь на  $0^m1$ . Звезды контрольного поля должны были быть достаточно яркими и располагаться на одинаковом с Солнцем зенитном расстоянии и в то же время достаточно далеко от него, чтобы избежать влияния эйнштейновского смещения. Чтобы сочетать все эти условия, экспедиция выбрала место на Дальнем Востоке в районе Куйбышевки. Через полгода после затмения была заснята та же область неба ночью методом «сквозь стекло». К сожалению, контрольное поле звезд во время затмения оказалось непригодным для точных измерений, и пришлось ограничиться пластинками области затмения. Было измерено 29 звезд, для которых разности координат  $\Delta x$  и  $\Delta y$  были исправлены за дифференциальную рефракцию и абберацию, после чего вычислялся радиальный компонент смещения по формуле

$$\Delta r = \Delta x \sin P + \Delta y \cos P,$$

где  $P$  — позиционный угол звезды относительно центра Солнца. Каждая звезда давала уравнение вида

$$\Delta r = \frac{E}{r} + \Delta M r, \quad (2.66)$$

где  $r$  — расстояние звезды от центра Солнца, выраженное в единицах радиуса Солнца, а член  $\Delta M r$  учитывал разность масштабов. Для уверенного разделения неизвестных  $E$  и  $\Delta M$  необходимо, чтобы в этих уравнениях значения  $r$  различались между собой возможно больше. Тогда коэффициент Эйнштейна будет определяться в основном по близким на пластинке к Солнцу звездам, а разность масштабов — по звездам с большими значениями  $r$ . Решив по способу наименьших квадратов систему условных уравнений (2.66), А. А. Михайлов получил  $E = 2''71 \pm 0''26$ . Вряд ли эта величина получена уверенно, но тенденция к увеличению значения коэффициента Эйнштейна заметна, как и в результате наблюдения затмения 1929 г.

Следующее видимое в СССР затмение Солнца было 21 сентября 1941 г. Инструмент А. А. Михайлова был вывезен на Каменское Плато близ



Алма-Аты, но в момент затмения секундный контроль часового механизма отказал, и звезды на снимке оказались растянутыми, негодными для точных измерений. Три следующие попытки наблюдения эффекта Эйнштейна, предпринятые А. А. Михайловым в 1945, 1947 и 1954 гг., оказались также неудачными, так как во всех трех случаях небо было закрыто облаками. Но затмение в Бразилии 20 мая 1947 г. удалось наблюдать ван Бисбруку, который находился в 500 км от места экспедиции А. А. Михайлова. Ван Бисбрук повторил методику Михайлова, поместив перед объективом под углом  $45^\circ$  плоскопараллельную наполовину алюминированную стеклянную пластинку, благодаря чему звезды поля затмения и контрольного поля ослаблялись в равной степени в два раза. Кроме того, перед этой пластинкой предполагалось поставить желтый желатиновый светофильтр для поглощения сине-фиолетовых лучей, но перед затмением было обнаружено, что фильтр начал морщиться и его пришлось убрать. Была снята всего одна пластинка с выдержкой в 3 минуты. Удалось измерить 51 звезду, но из них ближайшая к Солнцу была на расстоянии 3,33 солнечных радиуса от его центра. Контрольное поле не удалось использовать, так как звезды в нем оказались растянутыми. Через полгода снимки были повторены. В результате измерений ван Бисбрук получил  $E = 2''.01 \pm 0''.27$ .

Затмение 25 февраля 1952 г. ван Бисбрук наблюдал в Хартуме (Судан) с той же аппаратурой более удачно. Звезды контрольного поля были засняты, но сильный порывистый ветер тряс трубу, так что изображения их оказались несколько размытыми. Были получены две пластинки и измерены 11 звезд. На этот раз впервые удалось определить поправку за масштаб при помощи контрольного поля. В результате был получен коэффициент Эйнштейна  $E = 1''.70 \pm 0''.10$ .

Мы видим, что значение  $E$  получалось то равным теоретическому числу, то больше на полсекунды. Интересно отметить, что отдельные авторы перевычисляли данные других наблюдателей и получали иные результаты. Это объясняется, по-видимому, тем, что отдельным звездам приписывались различные веса в зависимости от личной оценки точности измерений. Произвольность таких оценок может привести к невольной подгонке к желаемым результатам. В статье, опубликованной в 1956 г., А. А. Михайлов справедливо указывает, что хотя наблюдения обнаружили смещения звезд в сторону от Солнца на величину, близкую к предсказанной теорией и что с удалением от края Солнца смещения убывают, они не позволяют вывести закона этого убывания. Для дальнейших выводов нужны новые более точные наблюдения. К сожалению, после 1952 г. не было опубликовано работ по фотографическим наблюдениям эффекта Эйнштейна. Кроме упомянутой статьи А. А. Михайлова, можно рекомендовать статью Х. Клюбера, содержащую критический обзор всех наблюдений эффекта Эйнштейна во время полных солнечных затмений до 1952 г.

**§ 77. Определение астрономических постоянных при помощи полярной трубы. Определение времени и широты фотографической зенитной трубой. Некоторые другие применения фотографии в астрометрии.** Для определения постоянных нутации, абберации и прецессии можно применить неподвижно установленную фотографическую трубу, направленную на полюс. Следы звезд на пластинке представляют дуги концентрических окружностей, центром которых является проекция полюса мира. Всякое перемещение полюса среди звезд (нутация и прецессия) или звезд относительно полюса (абберация) изменяет радиусы дуг, описываемых звездами при их суточном движении. Для увеличения точности выгодно делать прерывистые короткие выдержки, чтобы получать почти круглые изображения околополярных звезд. Полное время наблюдений в течение одной ночи не должно быть короче 3—4 часов.

Большое значение имеет неподвижность инструмента во время наблюдений. При обработке надо учитывать влияние дифференциальной рефракции и аберрации. В Пулковке согласно проекту А. А. Михайлова *полярная труба* покоится на отдельном фундаменте и жестко скреплена с массивным основанием пирамидальной формы. Павильон имеет хорошую термоизоляцию, объектив трубы находится внутри закрытого купола, так что наблюдения ведутся через круглое окно с толстым плоскопараллельным стеклом. Затвор инструмента действует автоматически, открывая объектив на 20 секунд через каждые 20 минут. Фокусное расстояние объектива 6 м, диаметр его 20 см. Инструмент был установлен после второй мировой войны и регулярные наблюдения ведутся с 1953 г.

Задача *фотографической зенитной трубы* — определять время и широту. На этом приборе исключается ряд систематических ошибок, свойственных другим инструментам, таких, как гнутые трубы, неправильности сечения цапф, ошибки уровня, так как зенитная труба остается во время наблюдений неподвижной в вертикальном положении. Но зенитной трубе присущи свои инструментальные ошибки, из которых особого внимания заслуживают колебания ртутного горизонта, отражающего лучи звезды на фотопластинку. Двойная ртутная ванна покоится на подставке, обложенной песком и опилками и укрепленной на отдельном фундаменте. Объектив трубы помещается над ртутной ванной на расстоянии, равном половине его фокусного расстояния. Фотографическая пластинка помещается на уровне второй главной точки объектива, который должен быть рассчитан таким образом, чтобы эта точка находилась вне его. При таком расположении фотопластинки изменение наклона объектива, поворачивающегося вместе с пластинкой на  $180^\circ$ , не будет иметь значения. Зенитная труба, установленная в Пулковке в 1960 г., имеет диаметр объектива 25 см и фокусное расстояние около 4 м. Вторая главная точка отстоит от поверхности внутренней линзы на 1 см книзу. Во время фотографирования пластинка движется часовым механизмом вслед за звездой. За 15 секунд выдержки можно получить звезды до  $9^m$ , делая перерывы в движении пластинки. Для определения момента прохождения звезды через меридиан инструмента нужно часть снимков получить до кульминации, а другую — после нее, повернув объектив вместе с пластинкой на  $180^\circ$ . Тогда, измерив на пластинке расстояния между изображениями звезд до и после кульминации, можно получить момент кульминации, если хронометрировать положения пластинки во время ее движения. С другой стороны, измерив расстояния между следами звезд, получим их зенитные расстояния, откуда при известном склонении звезды выводят широту места. Управление зенитной трубой производится автоматически. На долю наблюдателя остается только включение пульта перед наблюдениями и смена пластинок.

Для определения склонений звезд М. С. Зверев предложил проект *фотографического вертикального круга*, который был изготовлен в мастерских Пулковской обсерватории. На этом инструменте фотографируются следы звезд в двух положениях трубы симметрично относительно момента кульминации и при этом фотографируют также отсчеты кругов и уровней. На снимках измеряют расстояния между параллельными следами звезд. Для того чтобы влияние гнута трубы было меньше, применена оптическая менисковая система Д. Д. МаксUTOва, дающая возможность сильно укоротить длину трубы. При этом возникает серьезный вопрос о термических эффектах, влияющих на фокусировку. На фотографическом вертикальном круге невозможны дневные наблюдения. Результаты, полученные до сих пор на этом инструменте требуют дальнейших исследований точности и систематических ошибок.

Фотография с успехом применяется для изучения движений пятен на поверхности Солнца, их положений и размеров. Для фотографирования деталей солнечной поверхности, в частности, размеров и движений гранул,

применяется кинокамера, а в последнее время Солнце фотографируют с больших высот, поднимая аппаратуру на стратостатах и на ракетах. Методика наблюдений Солнца является, однако, предметом специальных исследований, и этому кругу вопросов посвящена часть пятая настоящего тома. Прибавим только несколько слов о прямом фотографировании солнечной короны, об изучении ее формы и изменений во времени, что тоже относится к проблемам фотографической астрометрии. Затмение 19 июня 1936 г., полоса которого проходила по территории СССР, представило редкую возможность изучить изменения положений деталей солнечной короны за промежуток времени в два часа. В полосе затмения было установлено пять однотипных коронографов (диаметр объектива 10 см, фокусное расстояние 5 м), на которых были получены вполне удовлетворительные снимки солнечной короны с разными выдержками. Снимки, полученные Пулковской и Московской обсерваториями, были измерены в Пулкове на блинк-компараторе. Взаимная ориентировка фотографий достигалась при помощи особых меток на пластинках и сравнения со снимками частных фаз, дававших направление суточной параллели. Результаты обработки привели к несомненному установлению заметных движений корональных лучей за двухчасовой промежуток времени со средней пекулярной скоростью 1,5 км/сек на расстоянии примерно одного радиуса Солнца от его края.

Астрофотографические наблюдения планет производятся с целью определения их положения на небе, но также и изучения их формы и размеров и для исследований деталей поверхности. Измерения диаметров планет и их сжатия по фотографическим снимкам представляют трудную задачу вследствие расширения краев изображения и их размытости. Неравномерная яркость планеты по диску, наличие полос и пятен, потемнение к краям — все это особые источники ошибок. Недавние фотографии Марса, Венеры и особенно Луны, в частности, обратной ее стороны, произведенные с космических аппаратов, открыли новую страницу в изучении Солнечной системы. Фотографические наблюдения спутников планет имеют большое значение для определения масс планет и их сжатий, а в наше время также для целей астронавигации, для безопасности достижения планет на космических ракетах. Методика фотографирования спутников планет и измерения их положений схожа с методикой измерений двойных звезд, хотя трудности увеличиваются в связи с большой разностью блеска планеты и спутника, а при наличии диска у планеты применение дифракционных решеток мало помогает.

Использование фотопластинок, чувствительных к красным и инфракрасным лучам, позволило расширить изучение планет, звезд и туманностей, открыть новые небесные объекты. В этих лучах можно проникнуть дальше в глубь мирового пространства, так как межзвездное поглощение в них меньше. Таким путем удалось разложить на звезды центральные области спиральных и эллиптических галактик. На Крымской астрофизической обсерватории Г. А. Шайн и В. Ф. Газе получили снимки некоторых газовых туманностей в узком участке спектра близ водородной линии  $H_{\alpha}$ . Этим способом удалось не только выявить тонкую структуру туманностей, но и обнаружить новые туманности, невидимые на обыкновенных фотографиях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. З в е р е в М. С., Изв. ГАО № 166, 1960.
2. М и х а й л о в А. А., АЖ 26, 38, 1949.
3. М и х а й л о в А. А., АЖ 33, 912, 1956.
4. Н а у м о в В. А., Изв. ГАО № 168, 1961.
5. П о т т е р Х. И., Изв. ГАО № 157, 1957.
6. K l ü b e r H. v a n, Vistas in Astronomy 3, London, 1960.

О коллиматора, посылает параллельный пучок света на призму. После прохождения через призму пучок, претерпевший дисперсию, падает на объектив  $O_1$  камеры. В фокальной плоскости последней получается действительное изображение  $C$  спектра источника света. Призма представляет собой кусок прозрачного материала (стекло, кварц и т. п.), оптически в высокой степени однородного, с хорошо отполированными плоскими гранями  $AE$  и  $AF$ . Угол  $A$  призмы называется *преломляющим углом*, а грань  $EF$ , которая

может быть лишь грубо отшлифованной, — *основанием призмы*. Сечение призмы, перпендикулярное к ее преломляющему ребру  $A$ , называется *главным сечением*; форму его мы будем считать равнобедренным треугольником.

Рассмотрим ход луча, преломляемого призмой, в предположении, что как падающий луч, так и лучи преломленные лежат в плоскости главного сечения, или, как принято часто называть, в *плоскости дисперсии*. Обозначим ход луча  $SMNC$ ; углы падения и преломления на передней и на задней гранях — соответственно через  $i_1$  и  $r_1$  и через  $i_2$  и  $r_2$ . Нормали к граням призмы в точках падения и выхода луча пусть будут  $km$  и  $kn$ . Из треугольника  $MAN$  следует, что

$$r_1 + r_2 = A, \quad (3.1)$$

где  $A$  — величина преломляющего угла призмы, а из треугольника  $MeN$  следует:

$$\theta = i_1 - r_1 + i_2 - r_2 = i_1 + i_2 - A, \quad (3.2)$$

где  $\theta$  — угол отклонения преломленного призмой луча от его первоначального направления. Далее, по закону преломления,

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = n \quad \text{и} \quad \frac{\sin i_2}{\sin r_2} = n, \quad (3.3)$$

где  $n$  — показатель преломления материала призмы относительно воздуха.

Из опыта известно, что если, сохраняя неизменным направление падающего луча  $SM$ , поворачивать призму вокруг оси, параллельной преломляющему ребру, то угол отклонения  $\theta$  будет меняться, достигая минимального значения при определенном положении призмы относительно падающего луча. Подобное положение призмы называется положением в *минимуме отклонения*. Определим ход луча относительно призмы для положения в минимуме отклонения. Продифференцируем равенства (3.2) и (3.3) и найдем условие экстремальности:

$$d\theta = di_1 + di_2 = n \frac{\cos r_1}{\cos i_1} dr_1 + n \frac{\cos r_2}{\cos i_2} dr_2 = 0.$$

С другой стороны, дифференцируя соотношение (3.1), получаем:

$$dA = dr_1 + dr_2.$$

Полученные два уравнения совместимы лишь при равенстве коэффициентов первого из них. Заменяя углы  $i$  через  $r$ , из отношений (3.3) получаем

$$\frac{\cos r_1}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 r_1}} = \frac{\cos r_2}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 r_2}}.$$

Отсюда видно, что при прохождении лучей в минимуме отклонения  $r_1 = r_2 = r$ , а следовательно, и  $i_1 = i_2 = i$ . Это значит, что луч в призме идет параллельно основанию, а углы падения на призму и выхода из нее равны. По ряду причин, о которых будет сказано дальше, призма устанавливается в спектрографах всегда в минимуме отклонения для луча с показателем преломления, средним для области спектра, подлежащей исследованию.

Для минимума отклонения основные соотношения таковы:

$$i = \frac{\theta + A}{2}, \quad (3.4)$$

$$r = \frac{A}{2}, \quad (3.5)$$

$$n = \frac{\sin i}{\sin r}. \quad (3.6)$$

При поворачивании призмы можно заметить, что положение минимума отклонения сравнительно медленно меняется в зависимости от длины волны. Источником света в спектрографе служит освещенная узкая щель, расположенная в главном фокусе объектива коллиматора параллельно преломляющему ребру призмы. Наличие коллиматора необходимо для сохранения условия гомоцентричности пучка света при прохождении через призму, т. е. для получения изображения каждой точки освещенной щели также в виде точки. Из оптики известно, что гомоцентричный расходящийся пучок света после преломления на плоской границе двух сред приобретает астигматизм, в то время как параллельный пучок остается параллельным. Вследствие этого расходящийся от щели пучок света для получения правильного изображения щели должен пройти сквозь призму параллельным пучком. Отсюда вытекают требования к объективу коллиматора: он должен давать параллельные пучки для всех точек щели и для всех длин волн. Следовательно, объектив коллиматора должен быть свободен от сферической и хроматической аберрации и от кóмы. Вредное влияние остатков указанных аберраций в значительной степени уменьшается установкой призмы в минимуме отклонения, вблизи которого пучки малого растворения при прохождении через призму сохраняют гомоцентричность. Уменьшение аберраций у объектива коллиматора облегчается тем, что по ряду соображений, которые будут указаны ниже, эти объективы изготавливаются малого относительного отверстия, порядка  $1 : 15 \div 1 : 18$ .

Как уже было сказано, источником света, направляемого на призму, служит щель, параллельная преломляющему углу призмы и, следовательно, перпендикулярная к главному сечению призмы. Очевидно, что пучок света, исходящий из середины щели, направляется объективом коллиматора на призму параллельно главному сечению призмы. Пучки же лучей от других точек щели, хотя и будут параллельными пучками после прохождения через объектив коллиматора, на призму направляются под углом к главному сечению. Сравнительно несложное исследование условий прохождения такого наклонного пучка света через призму можно найти в руководствах по геометрической оптике. Здесь мы приведем лишь результаты. Угол наклона  $\epsilon$  падающего на призму пучка света к главному ее сечению сохраняется для пучка и по выходе его из призмы; падающий и выходящий пучки располагаются по разные стороны главного сечения. Проекция на плоскость главного сечения выходящего наклонного пучка направлена так, как если бы показатель преломления был больше  $n$ . Этот фиктивный коэффициент преломления  $n'$  определяется из соотношения

$$n'^2 - n^2 = (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \epsilon.$$

Это соответствует отклонению  $\theta' > \theta$ , определяемому из соотношения

$$\sin \frac{1}{2} \theta' = \sin \frac{1}{2} \theta \sec \epsilon.$$

Так как в спектре более отклоненными являются фиолетовые лучи, то изображения щели, даваемые камерой, будут иметь форму дуг, обращенных

вогнутостью к фиолетовому концу спектра. Если изображение щели отнести к системе координат с началом в середине его, осью  $Ox$  в плоскости дисперсии, осью  $Oy$ , перпендикулярной к ней, и с плоскостью  $xy$ , перпендикулярной к выходящему центральному лучу, то уравнения изображения щели будут:

$$x = f_2 m \varepsilon^2; \quad y = f_2 \varepsilon, \quad (3.7)$$

где  $f_2$  — фокусное расстояние камеры,  $\varepsilon$  — угол наклона пучка к плоскости дисперсии и  $m = \operatorname{tg} i \frac{n^2 - 1}{n^2}$ . Эти уравнения точны до малой величины  $\varepsilon^4$  и представляют параболу. В формуле для  $m$  коэффициент преломления  $n$  берется для того луча, в свете которого рассматривается изображение щели. Радиус кривизны параболы (3.7) в ее вершине определяется формулой

$$\rho = f_2 \frac{n^2}{2(n^2 - 1)} \operatorname{ctg} i. \quad (3.8)$$

Вычислим для примера радиус кривизны водородной линии  $H_\gamma$ ,  $\lambda = 4340,1 \text{ \AA}$ . Пусть преломляющий угол призмы, установленной в минимуме отклонения для  $H_\gamma$ ,  $A = 60^\circ$ ; материал призмы — тяжелый флинт с показателем преломления для  $H_\gamma$   $n = 1,68081$ . Фокусное расстояние камеры  $f_2 = 60 \text{ см}$ . Из соотношений (3.5) и (3.6) следует, что  $\sin i = 1,68081 \cdot \sin 30^\circ$ , т. е.  $i = 57^\circ 11'$ . По формуле (3.8) получается  $\rho = 30,0 \text{ см}$ .

Размеры призмы должны соответствовать диаметру падающего параллельного пучка света, т. е. диаметру объектива коллиматора. Высота призмы может быть приблизительно равна диаметру объектива коллиматора  $d_1$ , а длина граней несколько больше величины  $l = d_1 \sec i$ , так как при выходе из призмы разложенный пучок света шире первоначального.

Способность призмы рассеивать свет характеризуется угловой дисперсией. Дифференцируя соотношение (3.4), получим  $\frac{d\theta}{dn} = 2 \frac{di}{dn}$ ; из соотношений (3.5) и (3.6) находим

$$\frac{di}{dn} = \frac{\sin \frac{A}{2}}{\cos i} = \frac{\sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}.$$

Таким образом, получается следующая формула:

$$d\theta = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} dn. \quad (3.9)$$

Но в обычной практике употребляется иная характеристика монохроматического луча — его длина волны  $\lambda$ , а не показатель преломления  $n$ , зависящий от материала призмы. Для выражения зависимости  $n$  от  $\lambda$  существуют лишь эмпирические формулы. Наиболее принятой является *формула Гартмана*:

$$n = n_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}, \quad (3.10)$$

где  $n_0$ ,  $c$  и  $\lambda_0$  — постоянные, определяемые по известным значениям  $n$  для трех длин волн. Дифференцируя формулу (3.10), получаем

$$dn = - \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^2} d\lambda.$$

Подставив это выражение в формулу (3. 9), имеем

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = - \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (3. 11)$$

Величина  $\frac{d\theta}{d\lambda}$  и называется *угловой дисперсией*; знак минус указывает на то, что отклонение растет с уменьшением длины волны. Из формулы (3. 11) дисперсия получается в радианах на 1 Å; умножая на надлежащий множитель, можно получить ее в угловой мере на 1 Å.

Для примера приведем расчет угловой дисперсии для призмы из тяжелого флинта с преломляющим углом  $A=60^\circ$ . Преломляющие свойства материала призмы характеризуются так:

|                   |         |         |         |
|-------------------|---------|---------|---------|
| $\lambda$ . . . . | 4046,8  | 4358,6  | 4861,3Å |
| $n$ . . . .       | 1,69005 | 1,68030 | 1,66911 |

Постоянные формулы Гартмана (3. 10) по этим данным определяются так:  $\lambda_0=2034,57$ ,  $n_0=1,61738$ ,  $c=146,2336$ . Для водородных линий  $H_\beta$  ( $\lambda=4860,80$  Å) и  $H_\gamma$  ( $\lambda=4101,30$  Å) значения показателей преломления получаются из формулы (3.10) равными соответственно 1,66912 и 1,68814. Из соотношения (3.11) находятся соответствующие угловые дисперсии:  $6''85$  на 1 Å ( $H_\beta$ ) и  $13''17$  на 1 Å ( $H_\gamma$ ). Следовательно, в обыкновенной фотографической области длин волн при призме из тяжелого флинта угловая дисперсия у фиолетового конца наблюдаемого спектра почти вдвое больше дисперсии в зеленых лучах.

*Линейной дисперсией* называется длина в миллиметрах участка спектра в фокальной плоскости камеры, соответствующая 1 Å. *Обратной линейной дисперсией* или *коэффициентом дисперсии* (что иногда ошибочно называют линейной дисперсией) называется протяженность в ангстремах участка спектра, приходящегося на 1 мм длины в фокальной плоскости камеры. Обе величины выражаются через угловую дисперсию следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \text{линейная дисперсия } \frac{dl}{d\lambda} &= f_2 \frac{d\theta}{d\lambda} \operatorname{cosec} \varphi \text{ [мм/Å]}, \\ \text{обратная линейная дисперсия } \frac{d\lambda}{dl} &= \frac{\sin \varphi}{f_2 \frac{d\theta}{d\lambda}} \text{ [Å/мм]}, \end{aligned} \right\} \quad (3. 12)$$

где  $f_2$  — фокусное расстояние объектива камеры для соответствующей длины волны  $\lambda$ , измеренное в миллиметрах,  $\varphi$  — угол между осью камеры (продолжением главного луча) и плоскостью фотопластинки (поверхностью спектра). Угол  $\varphi$  составляет от  $90^\circ$  для ахроматических объективов камер до  $25^\circ$  и даже меньше для неахроматических ( $\operatorname{cosec} \varphi=1$  и 2,5). Для  $f_2=600$  мм и  $\varphi=90^\circ$  вычисленным выше угловым дисперсиям соответствуют линейные дисперсии 0,020 мм/Å и 0,038 мм/Å, а обратные линейные дисперсии 50,2 Å/мм и 26,1 Å/мм. Обычно линейную дисперсию находят из измерений спектрограмм при помощи измерительного микроскопа.

Выведенные выше формулы для радиуса кривизны спектральных линий, угловой и линейной дисперсий со всей точностью применимы только к монохроматическому лучу, проходящему через призму в минимуме отклонения. Требуемая на практике линейная дисперсия для любой длины волны очень просто вычисляется путем дифференцирования формулы Корню—Гартмана (см. главу XIX).



При проектировании астрономического спектрографа величина преломляющего угла и материал призмы выбираются путем компромиссного решения относительно величины дисперсии, величины и характера поглощения света в теле призмы, величины потери света при отражении от граней призмы. При всех обстоятельствах стараются иметь возможно большую дисперсию, которая, как видно из формулы (3. 11), увеличивается вместе с преломляющим углом  $A$  и показателем преломления  $n$ . Но для призмы в минимуме отклонения при данном значении  $n$  увеличение угла  $A$  влечет за собой увеличение угла падения  $i$ , а это приводит к значительному увеличению потери света при отражении от призмы. Другой путь — увеличение показателя преломления  $n$  для употребляемых сортов оптического стекла — почти всегда ведет к увеличению поглощения света стеклом, особенно в фиолетовых и ультрафиолетовых лучах. Но выше было показано, что эта область спектра особенно выгодна вследствие большей дисперсии нежели в остальном спектре. Величина преломляющего угла  $A \approx 60^\circ$  является обычно приемлемым компромиссом для стеклянных призм.

Относительно потери света при отражении от граней призмы необходимо заметить следующее. Свет, отражаемый от плоской поверхности стекла, поляризуется в плоскости падения; при угле падения  $i$ , удовлетворяющем условию Брюстера  $\operatorname{tg} i = n$ , поляризация бывает полной. Прошедший в призму свет частично поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения. Если употребляется несколько призм, одна за другой, то их выгодно ориентировать так, чтобы для каждой из них удовлетворялось условие Брюстера. При прохождении света от каждой призмы будет отражаться только поляризованная в общей плоскости падения его часть; очевидно, что тогда максимально возможная потеря света через отражение не может превысить 50% света, упавшего на первую призму. Это иллюстрируется следующей табличкой, рассчитанной для показателя преломления  $n=1,6$ :

| Преломляющий угол $A$ | Доля прошедшего света |          |          |          | Угол падения   |
|-----------------------|-----------------------|----------|----------|----------|----------------|
|                       | 1 призма              | 2 призмы | 4 призмы | 10 призм |                |
| $60^\circ$            | 0,853                 | 0,748    | 0,618    | 0,491    | $53^\circ 08'$ |
| 64                    | 0,818                 | 0,702    | 0,582    | 0,505    | 57 59          |

Все призмы — в минимуме отклонения;  $\operatorname{tg} i = n$  для призмы с  $A = 64^\circ$ . Обычно в астрономических спектрографах больше трех призм не употребляется и, как видно, для такого числа призм выгоды от принятия преломляющего угла, соответствующего полной поляризации отраженного света, не получается. На практике это условие все же часто выполняется, и преломляющий угол задается несколько большим  $60^\circ$  для ходовых сортов стекла.

В настоящее время весьма распространен особый способ, если не полного устранения потерь света через отражение на поверхностях оптических частей, то весьма существенного уменьшения их. Этот способ, называемый *просветлением оптики* (см. § 3), состоит в покрытии поверхности стекла слоем толщиной в  $1/4$  длины волны другого прозрачного вещества с показателем преломления, равным  $\sqrt{n}$ , где  $n$  — показатель преломления покрываемого стекла.

Кроме стекла, в качестве материала для призм употребляется ряд кристаллических веществ в виде кристаллов природных и выращенных искусственно; они употребляются ради их прозрачности в ультрафиолетовых

лучах. В табл. XV приведены сравнительные данные некоторых оптически пригодных материалов. В этой таблице приняты следующие обозначения:  $n$  — показатель преломления для длины волны  $\lambda_D = 5893 \text{ \AA}$ ;  $n_F - n_C$  — разность показателей преломления для длин волн  $\lambda_F = 4861 \text{ \AA}$  и  $\lambda_C = 6563 \text{ \AA}$ , характеризующая дисперсию материала.

В табл. XVI помещены данные для ряда призм, испытанных при конструировании спектрографа для астрофизической обсерватории в Виктории (Канада). В ней  $A$  — преломляющий угол призмы,  $\theta$  — угол отклонения для  $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ ,  $\eta$  — доля прошедшего через призму света,

ТАБЛИЦА XV

| Материалы         | $n_D$  | $n_F - n_C$ | Область пропускания |               |
|-------------------|--------|-------------|---------------------|---------------|
|                   |        |             | $\text{\AA}$        | $\mu\text{м}$ |
| Стекла:           |        |             |                     |               |
| Увioletовый кроп  | 1,5035 | 0,0078      | 3250                | 2,5           |
| Легкий флинт      | 1,5804 | 0,0139      | 3600                | 2,5           |
| Тяжелый флинт     | 1,6555 | 0,0190      | 4000                | 2,5           |
| Кристаллы:        |        |             |                     |               |
| Кварц             | 1,5443 | 0,0078      | 1850                | 3,5           |
| Хлористый натрий  | 1,5443 | 0,0127      | 2000                | 17            |
| Фтористый кальций | 1,4338 | 0,0045      | 1200                | 9             |

$\frac{d\theta}{d\lambda}$  — угловая дисперсия у спектральной линии  $H\gamma$ , а  $R$  — разрешающая сила у той же линии. Из таблицы видно, что стекло О 118 выделяется благоприятным сочетанием дисперсии со значительной прозрачностью.

Из этого сорта стекла в последние десятилетия изготовлялись призмы для всех больших астрономических спектрографов общего назначения, в том числе и для спектрографа 1-м рефлектора Симеизской обсерватории в Крыму.

ТАБЛИЦА XVI

| Материалы                      | $A$   | $\theta$ | $\eta$ | $\frac{d\theta}{d\lambda}$ | $R$    |
|--------------------------------|-------|----------|--------|----------------------------|--------|
| Ультрафиолетовый флинт UV 3248 | 65°45 | 48°31    | 0,822  | 5",24                      | 16 160 |
| Баритовый легкий флинт О 722   | 64 15 | 51 41    | 0,657  | 5,90                       | 18 260 |
| Баритовый флинт О 578          | 64 00 | 52 07    | 0,636  | 7,12                       | 22 220 |
| Обыкновенный флинт О 118       | 63 00 | 54 40    | 0,756  | 9,86                       | 30 450 |
| Тяжелый флинт О 102            | 64 00 | 60 00    | 0,467  | 12,89                      | 52 700 |

Разрешающая сила призмы характеризуется величиной  $R = \lambda/\Delta\lambda$ , где  $\Delta\lambda$  — минимальная разность длин волн двух монохроматических изображений щели, предполагаемой бесконечно узкой, которые могут быть различимы в отдельности. Эта характеристика является чисто расчетной величиной, не учитывающей недостатков изготовления призмы. Пучок света, проходящий через спектрограф, ограничен отверстием объектива коллиматора (или камеры) диаметра  $d_1 \approx d_2 \approx d$ . На краях этого отверстия пучок преломляется дифракцию, вследствие чего монохроматические изображения щели получаются в виде центрального максимума яркости и ряда побочных, расположенных симметрично относительно центрального; максимумы отделяются друг от друга полосами минимальной яркости. По предложению Рэля два монохроматических изображения щели считаются уже разделенными, если центральный максимум одного изображения совпадает с первым минимумом второго. Обозначим разности отклонения между расположенными таким образом двумя изображениями через  $\Delta\theta$ . Условие для направле-

ния на первый минимум в дифрагированном пучке дает  $\Delta\theta = \lambda/d$ . Подставляя отсюда значение  $\lambda$  в выражение для  $R$ , имеем

$$R = d \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}. \quad (3.13)$$

Применяя формулу (3.9) для угловой дисперсии, получим

$$R = \frac{2d \sin \frac{A}{2}}{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta\lambda}.$$

Нетрудно видеть из рис. 163 и в силу соотношений (3.5) и (3.6), что окончательное выражение для  $R$  принимает вид

$$R = t \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (3.14)$$

где  $t$  — основание призмы. Если пучок света занимает не всю призму по высоте, то легко видеть, что под  $t$  в выражении (3.14) следует подразумевать разность ходов пучка света в призме: наибольший минус наименьший. Таким образом, разрешающая сила призмы пропорциональна величине оснований призмы и дисперсии материала призмы.

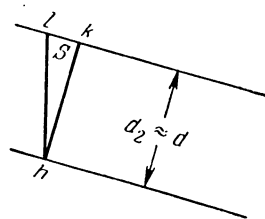
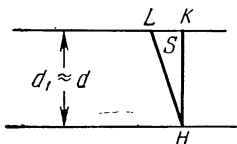


Рис. 164.

В действительности ширина щели в спектрографах бывает хотя и малой, но конечной величиной. Способность реального спектрографа разделять близкие монохроматические изображения щели характеризуется *чистотой спектра* — величиной, введенной Шустером. Если фокусное расстояние камеры равно  $f_2$ , то линейное расстояние  $e$  на пластинке от центрального максимума до первого минимума выразится так:  $e = f_2 \Delta\theta$ . Подставляя приведенное выше значение  $\Delta\theta$ , получаем

$$e = \frac{\lambda}{d} \cdot f_2.$$

Пусть ширина изображения щели будет  $s'$ . Разрешающая сила  $R$  и чистота спектра  $P$  должны быть соответственно обратно пропорциональны  $e$  и  $e + s'$ , т. е.  $\frac{R}{P} = \frac{e + s'}{e}$ . Отсюда получаем

$$P = \frac{R}{1 + \frac{s'}{e}}.$$

Пусть на рис. 164  $HK$  и  $hk$  будут поверхностями фронта волны в параллельном пучке, посылаемом коллиматором, от одного края щели до прохождения через призму и после этого. Диаметры пучков до призмы и после нее примем равными соответственно  $d_1$  и  $d_2$ . Далее,  $HL$  и  $hl$  — такие же поверхности фронта волны в пучке света от другого края щели. По принципу Ферма оптические пути любых двух лучей одной и той же волны должны быть равны при малом угле между  $HK$  и  $HL$  и  $hk$ ,  $hl$ , т. е.  $Hh = Kk$ ;  $Hh = Ll$ ; поэ-

тому  $Kk=Ll$ , т. е.  $LK=lk=S$ . Отсюда следует, что углы между пучками от краев щели будут такими: на объективе коллиматора  $S$ , на объективе камеры  $S/d_2$ . Пусть фокусное расстояние коллиматора будет  $f_1$ , ширина входной щели  $s$ ; фокусное расстояние камеры  $f_2$  и ширина изображения щели  $s'$ . Тогда упомянутые выше углы между пучками от разных краев щели выразятся так:  $s/f_1$  и  $s'/f_2$ . Следовательно,  $s/f_1=S/d_1$  и  $s'/f_2=S/d_2$ . Исключая  $S$ , находим

$$s' = s \frac{d_1}{d_2} \cdot \frac{f_2}{f_1}.$$

Подставляя выражения для  $e$  и  $s'$  и принимая  $d_1 \approx d_2 \approx d$ , получаем

$$\frac{s'}{e} = \frac{s}{\lambda} \cdot \frac{d}{f_1}.$$

Обозначая через  $\phi$  угол у щели, стягиваемый диаметром объектива коллиматора и равный  $d_1/f_1$ , выводим выражение для чистоты спектра  $P$ :

$$P = \frac{\lambda}{\lambda + \phi s} R. \quad (3.15)$$

Таково выражение чистоты спектра данного спектрографа при ширине входной щели, равной  $s$ . Чистота спектра  $P$  часто употребляется как формальная характеристика расчетных качеств спектрографа. Для более строгого вывода формулы для  $P$  следовало бы учесть, что каждый элемент щели дает сложную дифракционную картину.

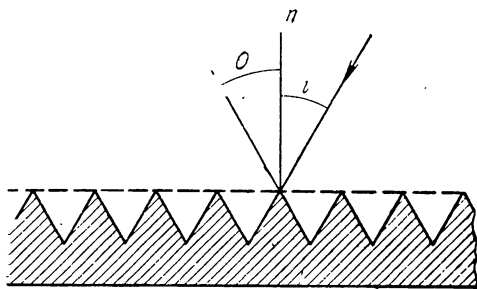


Рис. 165.

Решение возможно только численное. Необходимые таблицы для вычисления распределения яркости в изображении щели конечной ширины можно найти в специальных работах.

Реальная чистота спектра в значительной степени зависит от зернистости фотографического слоя пластинки и от способа проявления последней, а также и от неоднородностей в призмах. При употреблении нескольких призм, установленных в минимуме отклонения для одной общей длины волны, даваемые отдельными призмами отклонения, угловые дисперсии, поглощения света материалом призм просто суммируются. По причине увеличения дисперсии размеры последовательных призм несколько увеличиваются.

Помимо призм в спектрографе для разложения излучения в спектре употребляется дифракционная решетка. Она в настоящее время изготавливается на тонком алюминиевом фильме, нанесенном испарением в вакууме на высококачественную стеклянную поверхность непосредственно или же на хромовую подложку. На специальной делительной машине алмазным резцом заданного профиля на алюминиевом фильме нарезаются параллельные канавки или штрихи постоянной ширины и на одинаковом расстоянии друг от друга. Прежде они имели в разрезе форму равноугольного треугольника, но в настоящее время форма профиля канавки делается более сложной. На 1 мм ширины решетки наносится 300, 600, 1200 или даже 2400 канавок. Современные советские решетки имеют размеры  $L$  в направлении, перпендикулярном канавкам, до 30 см, а составные решетки еще больше. На рис. 165 изображен профиль классической дифракционной решетки. Расстояние между канавками мы обозначим через  $s$ ; постоянная решетки  $c=L/N$ , где  $N$  — полное число канавок.

Белый свет, падающий на поверхность решетки, разделяется на множество элементарных пучков, которые интерферируют между собой при отражении. В результате происходит разложение белого света в спектр. Если  $i$  — угол падения, а  $\theta$  — угол дифракции, то легко показать, что условием образования спектра будет

$$m\lambda = c(\sin i + \sin \theta). \quad (3.16)$$

Здесь  $m=0, \pm 1, \pm 2 \dots$  есть *порядок спектра*. Из формулы (3.16) видно, что, в отличие от призмы, здесь угол  $\theta$  связан с длиной волны  $\lambda$  не однозначно. Например, при  $m=1$ ,  $\lambda=6000 \text{ \AA}$  и при  $m=2$ ,  $\lambda=3000 \text{ \AA}$  угол дифракции  $\theta$  один и тот же, что заставляет при работе с дифракционной решеткой применять светофильтры. Из формулы для условия переналожения спектров следует, что при  $m\lambda=(m+1)(\lambda-\nabla\lambda)$  область неперекрывающихся спектров  $\nabla\lambda$ , или область дисперсии, равна

$$\nabla\lambda = \frac{\lambda}{m+1} \approx \frac{\lambda}{m}, \quad (3.17)$$

т. е. при больших  $m$  она мала. Кроме того, спектры образуются при  $m$  разных знаков, т. е. по обе стороны от нормали решетки  $n$ . Условно углы падения  $i$  считаются всегда положительными, а углы дифракции  $\theta$  — положительными со стороны падающего света (от нормали) и отрицательными с другой стороны. В этом последнем случае при  $\theta < 0$ ,  $|\theta| > i$  и  $m < 0$ .

Дифференцируя уравнение решетки, получим *угловую дисперсию*:

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{c \cdot \cos \theta}, \quad (3.18)$$

соответственно и линейную дисперсию (выраженную в  $\text{мм}/\text{\AA}$ ):

$$\frac{dl}{d\lambda} = f_2 \frac{d\theta}{d\lambda} \operatorname{cosec} \varphi = \frac{m}{c \cdot \cos \theta} f_2 \operatorname{cosec} \varphi, \quad (3.19)$$

где  $\varphi$  — тот же угол, что и в формуле (3.12).

Вблизи нормали  $\cos \theta \approx 1$  и дисперсия не зависит от угла  $\theta$ , следовательно, спектр «нормальный». Таким же путем, как и для призмы, легко получить *разрешающую силу* решетки, которая выразится следующим образом:

$$R = mN, \quad (3.20)$$

т. е. она равна полному числу штрихов на рабочей поверхности решетки, умноженному на порядок спектра. Например, для решетки с  $L=15 \text{ см} = 150 \text{ мм}$ ,  $N_0 = 600 \text{ штр/мм}$ ,  $N = LN_0 = 9 \cdot 10^4$  штрихов, а  $c = \frac{L}{N_0} = \frac{1}{600} \text{ мм} = \frac{10^5}{6} \text{ \AA}$ . Следовательно, при  $\cos \theta = 1$  (близ нормали) угловая дисперсия

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{6m}{10^5} \text{ рад/}\text{\AA} \text{ или в секундах дуги, } \frac{d\theta}{d\lambda} = 12 m. \text{ При } m=1 \text{ это составляет}$$

$12''/\text{\AA}$  и при  $m=2$  соответственно  $24''/\text{\AA}$ . Следовательно, с такой решеткой можно получить дисперсию больше, чем в приведенном выше примере с призмой с преломляющим углом  $A=60^\circ$ . Разрешающая сила такой решетки будет  $R=9 \cdot 10^4 m$  или  $9 \cdot 10^4$  и  $1,8 \cdot 10^5$  соответственно при  $m=1$  и 2. Например, для сравнения вычислим разрешающую силу призмы из тяжелого флинта:  $\frac{dn}{d\lambda} = 9,4 \cdot 10^{-6}$  (для двойной линии D Na I) и при основании призмы  $t=15 \text{ см} = 1,5 \cdot 10^9 \text{ \AA}$ , по формуле (3.14) получим  $R=1,4 \cdot 10^4$ , следо-

вательно, такая призма также менее выгодна, чем дифракционная решетка, даже при  $m=1$  и  $N_0=600$  штр/мм.

Если решетку нарезать на вогнутом сферическом зеркале (с постоянством  $N_0$  по хордам, а не по вогнутой поверхности) с радиусом кривизны  $\rho$ , то ее можно применять без коллиматора и камеры. Если входную щель и решетку поместить на круге с радиусом  $\rho/2$ , то спектры различных порядков фокусируются на этом же круге, называемом кругом Роуланда, и легко доступны для регистрации. Но недостатком такой системы является наличие астигматизма вдоль спектральных линий, который хотя и не вредит качеству спектра, но значительно снижает светосилу прибора. Можно применить, однако, оптическую систему для компенсации этого астигматизма.

Недостатком дифракционной решетки является ее чувствительность к механическим и термическим деформациям. В этом отношении призма,

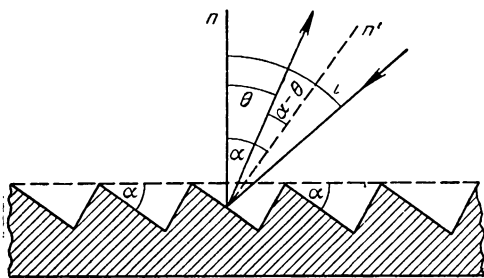


Рис. 166.

установленная в минимуме отклонения, более выгодна. Именно из-за этого применение дифракционных спектрографов для определения лучевых скоростей звезд и др. подобных работ оказалось невыгодным. Для преодоления этого недостатка применяют фокус куда с термостатированной кабиной и неподвижными дифракционными спектрографами.

Второй недостаток классической дифракционной решетки заключается в распределении света по различным порядкам  $m$ , вследствие чего ослабля-

ется яркость спектра изучаемого порядка. Однако техника производства решеток в настоящее время позволила частично преодолеть этот недостаток. А именно, стали нарезать дифракционные решетки с профилированными канавками, в сечении в виде прямоугольных или близким к ним треугольников (рис. 166). Если рассмотреть закон дифракции света от краев канавки и отражения от более широких граней канавки (большого катета в сечении), то при условии, что интерференция по углу  $\theta$  соответствует одновременно и отражению падающих лучей от той же грани, т. е. при  $(i-\theta)/2 \leq \alpha - \theta$ , или  $\alpha = (i+\theta)/2$ , будет наблюдаться усиление света только в направлении  $\theta$  и в данном порядке  $m$ . Этот угол называется *углом блеска* и задается при заказе решетки. Для этой цели алмазный резец затачивается определенным образом. Такие решетки называются *эшелеттами*. Они нашли широкое применение в спектроскопии и почти вытеснили призмы, употреблявшиеся ранее. Их изготовление является большим искусством. При наличии ошибок в изготовлении, т. е. при нестрогом постоянстве расстояний между канавками, в спектре возникают иногда сильные ложные линии, называемые *бұхами*.

Дальнейшим развитием эшелеттов явились их разновидности, называемые *эшеле*. Это довольно грубая решетка с  $N_0 \approx 100$  штр/мм. Для получения большой дисперсии и разрешающей силы приходится брать высокие значения  $m$ . Но тогда на основании (3. 17) область дисперсии  $\nabla\lambda$  оказывается очень узкой. Однако если эшеле «скрестить» с обычной решеткой или призмой, т. е. сделать так, чтобы их дисперсии были перпендикулярны, то налагающиеся порядки можно разделить на ряд строк, охватывающих почти весь спектр. Такие приборы также нашли широкое применение в спектроскопии.

Схема спектрографа с дифракционной решеткой — эшелеттом аналогична таковой с призмой. Необходимы щель, коллиматор и камера, уста-

новленные под заданными углами  $i$ ,  $\theta$ . Однако еще в прошлом столетии О. Литтров предложил более простой способ употребления решетки в автоколлимационной схеме (называемой литтровской), когда объектив коллиматора одновременно выполняет функцию и объектива камеры. В этом случае, очевидно,  $i = \theta = \alpha$  и потому:

$$m\lambda = 2c \sin \alpha. \quad (3.21)$$

При желании получить мельчайшие детали в спектрах приходится применять приборы *высокой разрешающей силы*. В астроспектроскопии широкое применение получил прибор такого типа, называемый по имени авторов *интерферометром Фабри—Перо* (сокращенно ИФП). Этот прибор прост в оптическом отношении и состоит из двух плоскопараллельных стеклянных или кварцевых пластин. Иногда делается небольшой скос их внешних поверхностей, ибо в этом случае блики, отражения от последних, не налагаются на рабочие интерференционные полосы. Их внутренние поверхности серебрятся, алюминуются (в вакууме) или же покрываются многослойными фильмами, которые должны быть полупрозрачными с поверхностью высокого качества и большим коэффициентом отражения. Поверхности пластин должны быть строго параллельными друг другу и отстоять на расстоянии  $t$ , которое определяет рабочую толщину ИФП. Строгие требования усложняют механическую конструкцию ИФП. Толщина  $t$  может быть переменной, что достигается набором кварцевых или инварных опорных колец, вводимых между пластинами. Однако при работе выгоднее оказывается ИФП с постоянной толщиной. В этом частном случае он называется *эталоном*. Почти монохроматический свет, падающий на ИФП под углом  $i$ , в результате многочисленных отражений разбивается на отдельные многократные пучки, которые по выходе из ИФП под углом  $\theta \approx i$  взаимодействуют друг с другом (рис. 167). Они после выхода из ИФП интерферируют, имея разность хода

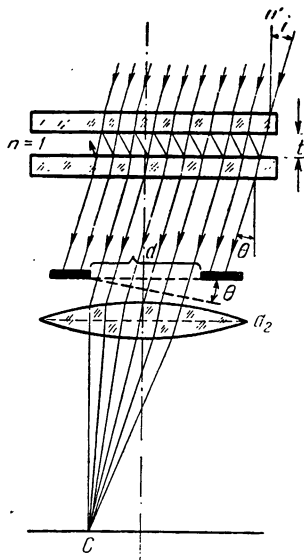


Рис. 167.

$$2tn \cos \theta = m\lambda - (\delta_1 + \delta_2) \frac{\lambda}{2\pi} \approx m\lambda - \frac{\delta\lambda}{\pi}. \quad (3.22)$$

Здесь  $n$  — показатель преломления среды между отражающими поверхностями внутри ИФП, а  $\delta_1 \approx \delta_2 \approx \delta$  — скачки фазы волны на отражающих поверхностях. Если среда является воздухом, то  $n \approx 1$ , и мы имеем простейший случай *воздушной пластинки*. Спектр образуется в фокальной плоскости второго объектива. Для заданных значений  $\theta$  получается спектр в виде резких концентрических колец разного порядка интерференции  $m$ . При этом, поскольку при  $n=1$  и  $m=2t \cos \theta / \lambda \approx 2t/\lambda$  (угол  $\theta$  обычно мал, примерно  $0^\circ,5$  и обычно  $t \gg \lambda$ ), порядок интерференции  $m$  велик, во всяком случае по сравнению с таковым для дифракционной решетки, для которой он составляет единицы, а для ИФП десятки и сотни тысяч.

Угловая дисперсия ИФП изменяется, как и  $m$ , вдоль радиусов колец (уменьшается от центра). Ее можно получить дифференцированием формулы для разности хода. А именно, в случае воздушной пластинки

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \theta} \approx -\frac{1}{\lambda \theta}. \quad (3.23)$$

Знак минус означает, что с ростом  $\theta$  величина  $\frac{d\theta}{d\lambda}$  уменьшается. Линейная дисперсия при фокусном расстоянии  $f_2$  для второго объектива будет

$$\frac{dl}{d\lambda} = -\frac{f_2}{\lambda \operatorname{tg} \theta} \approx -\frac{f_2}{\lambda \theta}. \quad (3.24)$$

Мы видим, что обе дисперсии не зависят от характеристик ИФП, они одинаковы для различных ИФП при условии, что  $\theta$  берется одинаковым. Кроме того, из формул следует, что в центре системы колец, т. е. при  $\theta \approx 0^\circ$ , формально дисперсия наибольшая или даже бесконечно большая. В реальных же приборах это обстоятельство использовать не удастся.

Дифференцируя формально по порядку  $m$  формулу для разности хода и обозначая это действие знаком  $\nabla$ , получаем

$$-2t \sin \theta \nabla \theta = \nabla m \lambda.$$

Для соседних порядков  $\nabla m = 1$ , а из выражения для угловой дисперсии следует, что

$$\nabla \theta = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \theta} \nabla \lambda.$$

Учитывая это, получаем для области дисперсии (не накладывающиеся спектры)

$$\nabla \lambda = \frac{|\lambda|^2}{2t \cos \theta}. \quad (3.25)$$

С учетом же выражения  $m\lambda = 2t \cos \theta$  получим

$$\nabla \lambda = \frac{\lambda}{m}, \quad (3.26)$$

т. е. то же, что раньше было получено для дифракционной решетки при больших  $m$  (см. формулу (3.17)).

Используя связь волнового числа и длины волны  $\sigma = 1/\lambda$ , откуда  $|\nabla \sigma| = \nabla \lambda / \lambda^2$ , получаем для спектральной области в единицах волновых чисел

$$|\nabla \sigma| = \frac{1}{2t}. \quad (3.27)$$

Мы видим, что в этих единицах спектральная область однозначно определяется толщиной ИФП и поэтому она называется *постоянной эталона*. Например, при  $t = 1 \text{ см}$ ,  $|\nabla \sigma| \approx 0,5 \text{ см}^{-1}$  и при  $\lambda = 5000 \text{ Å}$   $\nabla \lambda = 0,125 \text{ Å}$ . Следовательно, спектральная область очень мала, даже для исследования профиля одной линии с полушириной профиля больше  $0,1 \text{ Å}$ .

Во избежание наложения спектров разных порядков ИФП «скрещивается» с обычным призмным или дифракционным спектрографом. Он располагается в параллельном пучке перед диспергирующей системой последнего или после нее. Иногда же ИФП располагается перед входной щелью обычного спектрографа, на которую и проектируются объективом интерференционные кольца. Щель вырезает из этой картины радиальную полосу спектров соответствующих разных  $m$  и  $\lambda$ .

Из формулы (3.22) мы видим, что, изменяя  $\theta$ ,  $t$ , или же  $n$  (за счет изменения давления газа, введенного между пластинами), мы можем при помощи ИФП зарегистрировать или, иначе, «просканировать» весь интересующий нас участок спектра.

Разрешающая сила ИФП выводится значительно сложнее и оказывается, что она зависит: 1) от коэффициента отражения  $r$  полупрозрачных



фильмов на пластинах (с ростом  $r$  аппаратная функция или инструментальный профиль резче) и 2) от положения и размеров диафрагмы (иногда ее функцию выполняет оправка ИФП), ибо уже после двойного отражения выходящий из ИФП пучок лучей, наклонный к его оси, несколько уменьшается в поперечном сечении. После многократных отражений это уменьшение может составить 50% и более по отношению к сечению пучка, идущего вдоль оптической оси. Было приближенно показано, что разрешающая сила для воздушной пластинки будет

$$R \approx \frac{2t \cos \theta}{\lambda} \cdot \frac{\pi \sqrt{r}}{1-r}, \quad (3.28)$$

или же, при  $\cos \theta \approx 1$ ,

$$R = \frac{2t}{\lambda} \cdot \frac{\pi \sqrt{r}}{1-r} \approx \frac{t}{\lambda} \cdot \frac{6 \sqrt{r}}{1-r}. \quad (3.29)$$

При достаточно большом  $r$  благодаря современной технике нанесения тонких полупрозрачных хорошо отражающих фильмов (когда  $r$  достигает 95—99%) значение  $R$  может быть очень большим. Именно это дает право относить ИФП к приборам высокого разрешения.

В качестве примера можно взять ИФП, как и на стр. 284, с  $t=1$  см =  $=10^8$  Å,  $r=95\%=0,95$ ,  $\theta=0,01$  рад (обычно этот угол берется малым) и при  $n=1$ ,  $\lambda=5000$  Å получаем  $\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{1}{50}$  рад =  $4000''/\text{Å}$ ,  $\nabla \lambda = 0,125$  Å.  $\nabla \sigma = 0,5$  см $^{-1}$  и  $R \approx 2 \cdot 10^6$ .

Рассмотрим теперь зависимость яркости спектра от ширины щели. Обозначим ширину освещенной части щели через  $s$ , длину  $h$ ; те же размеры для изображения щели — через  $s'$  и  $h'$ ; пусть интенсивность равномерного освещения щели будет  $I$ , то же для изображения  $i$ . Количество света на щели будет  $Ish$ , в изображении  $is'h'$ ; если обозначим относительную потерю света в спектрографе через  $\eta$ , то из равенства  $is'h' = \eta shI$  получаем

$$i = I\eta \frac{sh}{s'h'}.$$

Очевидно, что можно написать

$$s' = \frac{f_2}{f_1} s + E + H,$$

где  $E$  и  $H$  — расширения изображения дифракцией и дисперсией; аналогично для длины изображения щели имеем

$$h' = \frac{f_2}{f_1} h + E.$$

Подставляя выражения для  $s'$  и  $h'$ , находим

$$i = I\eta \frac{sh}{\left(\frac{f_2}{f_1} s + E + H\right) \left(\frac{f_2}{f_1} h + E\right)}.$$

Вследствие того, что длина щели  $h$  велика сравнительно с  $E$ , последней величиной можно пренебречь во второй скобке знаменателя. Тогда

$$i = I\eta \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 \frac{s}{s + \frac{f_1}{f_2} (E + H)}.$$

Введем использованное выше обозначение для коллиматора  $\psi = d_1/f_1 \approx \approx d/f_1$  и, аналогично, для камеры  $\beta = d_2/f_2 \approx d/f_2$ . Здесь можно полагать

$d_1 \approx d_2 \approx d$ . Тогда

$$i = I\eta \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta}{s\psi} (E + H)}. \quad (3.30)$$

Расширение дифракцией  $E = f_2 \frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda}{\beta}$ . Для обычного астроспектрографа с не слишком короткой камерой можно положить  $\psi = 1/15$ ,  $\beta = 1/10$ . Для  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ , например, при наиболее узкой в обычной практике щели  $s = 0,025 \text{ мм}$ , имеем  $\frac{\beta}{s\psi} E = 0,24$ . Этой величиной можно пренебречь в знаменателе (3.30). Окончательно получаем

$$i = I\eta \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta}{s\psi} H}. \quad (3.31)$$

Формула (3.31) дает различные результаты для линейчатого спектра и для непрерывного (или полосатого, т. е. молекулярного) спектра.

Положим, что спектр состоит из изолированных монохроматических линий. В таком случае расширение изображения щели от дисперсии должно быть очень мало. Точные исследования ширины некоторых, так называемых монохроматических, спектральных линий указывают, что величина  $H$  должна заключаться приблизительно в пределах от 0,0005 до 0,0130 мм для спектрографа средних параметров. При не слишком узкой щели, не уже 0,025 мм, вторым членом знаменателя (3.31) можно пренебречь и мы окончательно получаем

$$i = I\eta \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2. \quad (3.32)$$

Таким образом, мы видим, что поверхностная яркость изолированной монохроматической линии в линейчатом спектре не зависит от ширины щели; только при ширине щели, меньшей 0,025 мм, яркость будет уменьшаться с шириной щели.

В случае непрерывного (или полосатого) спектра расширение от дисперсии велико, и в знаменателе формулы (3.31) можно пренебречь единицей. В самом деле, если на щель падает излучение, непрерывное между  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , то  $H = f_2 \frac{d\theta}{d\lambda} (\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{R}{\beta} (\lambda_1 - \lambda_2)$ . Для  $(\lambda_1 - \lambda_2) = 4000 \text{ \AA}$ ,  $f_2 = 600 \text{ мм}$ ,  $\frac{d\theta}{d\lambda} = 15''$  с принятыми выше  $\psi$  и  $\beta$ , для  $s = 0,025 \text{ мм}$  имеем  $\frac{\beta}{s\psi} H \approx 10\,000$ . В таком случае получаем

$$i = I\eta \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{s}{\beta H} = I\eta \left( \frac{\beta}{\psi} \right)^2 \frac{s\psi}{R(\lambda_1 - \lambda_2)}. \quad (3.33)$$

Следовательно, для непрерывного (и полосатого) спектра яркость пропорциональна ширине щели и обратно пропорциональна разрешающей силе призмы или дифракционной решетки. С уменьшением фокусного расстояния камеры яркость спектра возрастает практически не так быстро, как следовало бы по формулам (3.32) и (3.33). Причина в том, что при уменьшении фокусного расстояния ширина спектра должна оставаться достаточной для производства требующихся измерений — не менее 0,2 мм.

К объективу коллиматора предъявляются требования, в сущности, ограниченные и легко выполнимые: иметь хорошие качества только параксиальных лучей, так как обычно половина длины щели не превышает 1/100—

1/60 фокусного расстояния объектива. В этом отношении объектив коллиматора сравним с объективом обычного визуального рефрактора. Гораздо более высокие требования предъявляются к объективу камеры. Он должен быть свободным от сферической aberrации и комы; поле должно быть довольно широкое, до  $15^\circ$ , фокальная кривая не должна уклоняться от прямой линии более того, что можно компенсировать допустимым для стекла фотографической пластинки изгибом. Объектив камеры может обладать (как и вся оптика спектрографа) небольшим астигматизмом в направлении, перпендикулярном к вектору дисперсии. Трудно указать другую область практической астрофизики, где бы предъявлялись столь высокие требования к качеству изображений, как к объективу камеры спектрографа.

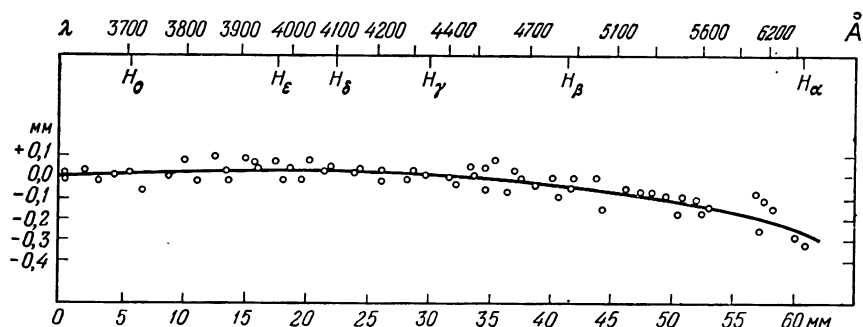


Рис. 168.

Зависимость от длины волны величины фокусного расстояния у объектива с неисправленной хроматической aberrацией является крупным недостатком в том случае, когда объектив должен посылать вдоль своей оси пучок неразложенного света. В спектрографе же вдоль каждой побочной оси объектива посылается монохроматический пучок, который при отсутствии других aberrаций может дать вполне резкое изображение. При монотонном изменении фокусного расстояния с длиной волны создается возможность принять на плоскость монохроматические изображения в значительном диапазоне длины волн, т. е. иметь плоское поле, т. е. фокальная плоскость располагается наклонно к главной оси объектива (угол  $\varphi$  в формулах (3.12) и (3.19)). Подобная конструкция объектива камеры была разработана Гартманом в 1904 г.; объектив был изготовлен фирмой Цейса под названием «Хромат». Он состоял из двух менисков, изготовленных из того же стекла, что и призма, одного положительного, другого отрицательного, с небольшой воздушной прослойкой. Наклон фокальной плоскости достигал  $74^\circ$  и изображения были отличными на протяжении  $14^\circ$ . Относительное отверстие было равно 1 : 12. На рис. 168 показана фокальная кривая объектива типа, которым был снабжен однопризменный спектрограф 1-м рефлектора Симеизской обсерватории. В пределах длин волн, обычно употребляемых при определении лучевых скоростей, 3900—4600 Å, максимальное уклонение фокальной кривой от прямой линии меньше  $\pm 0,01$  мм; даже в пределах 3600—6500 Å это уклонение не превышало  $\pm 0,08$  мм. Качество изображений было прекрасное, но наклон фокальной плоскости  $68^\circ$  (т. е. уклонение от  $\varphi = 90^\circ$  равнялось  $22^\circ$ ).

Значительный наклон фокальной плоскости у «хроматов» создает неудобства для фотометрических работ; кроме того, изготовление подобных объективов с большим относительным отверстием, порядка 1 : 5; не дало хороших результатов. Поэтому уже сравнительно давно начались попытки разработать объектив ахроматического типа с плоским полем, не худшим,

нежели у «хроматов». Исследования пригодности для спектрографа значительного числа объективов различных систем произвел в 1908 г. Пласскетт в Оттаве (Канада). Для трехпризменного спектрографа из длиннофокусных объективов оказались пригодными «Хромат» Цейса, а из короткофокусных —

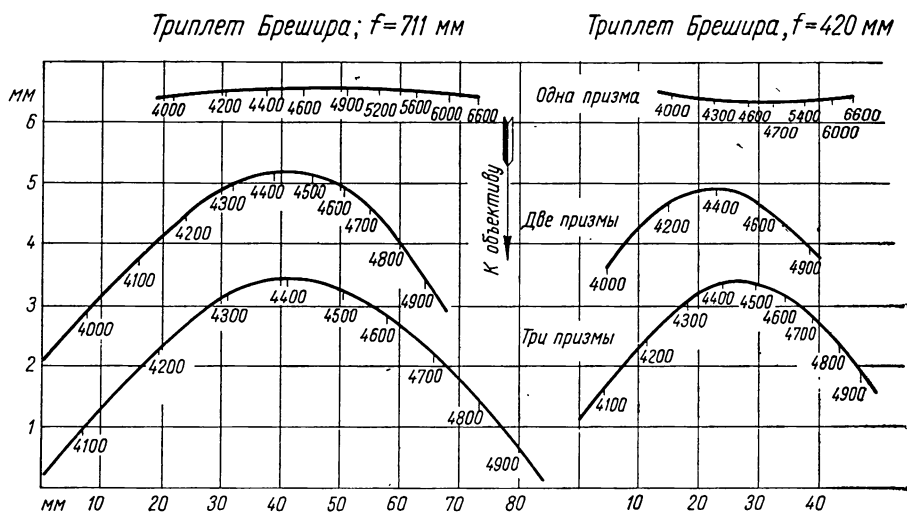


Рис. 169.

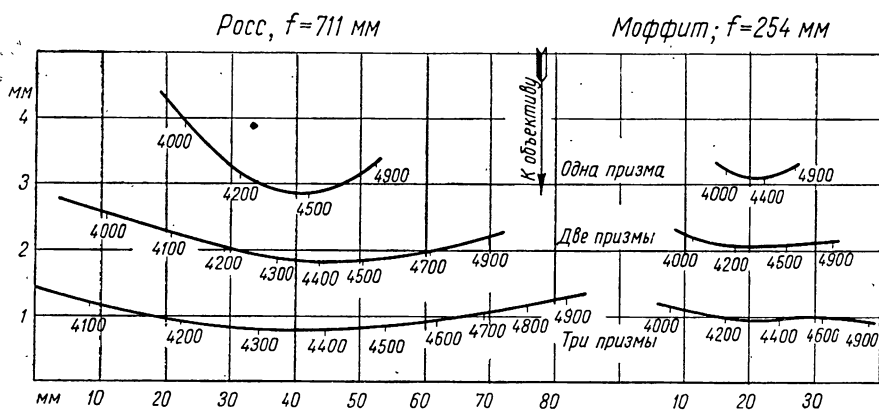


Рис. 170.

обычный ахроматический объектив «Тессар» Цейса и четырехлинзовый специальный «Гомоцентрик» Росса. Для однопризменного спектрографа отличный результат дал объектив Брешира, составленный из двух простых собирающих линз одного сорта стекла; исследование показало 1) невозможность с одним и тем же объективом получить хорошую фокальную кривую для различных дисперсий; 2) пригодность для объектива камеры ахроматов некоторых типов.

В 1924 г. тот же Пласскетт опубликовал исследование объективов камер для спектрографа обсерватории в Виктории (Канада) — одного из лучших до настоящего времени. На рис. 169 и 170 воспроизведены фокальные кривые исследовавшихся объективов для дисперсий с 1, 2 и 3 призмами из стекла О 118. Масштаб ординат — расстояние между двумя горизонтальными ли-

ниями — соответствует 1 мм фокусного расстояния; масштаб абсцисс — миллиметры на пластинке. Цифры вдоль кривых — длины волн соответствующих отметок в Å. Из сопоставления этих кривых видно, что с увеличением дисперсии увеличивается вогнутость к объективу фокальной кривой. В исследуемом спектрографе коллиматор имел значительную остаточную

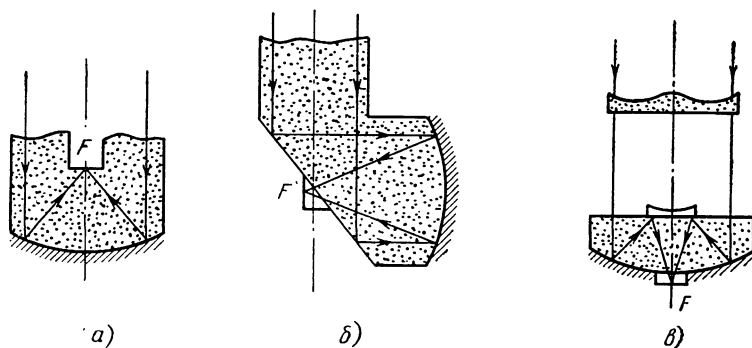


Рис. 171.

хроматическую aberrацию, причем фокальная кривая была выпуклой к объективу; фигура фокальной кривой коллиматора повторяется и на фокальной кривой объектива камеры, даже если последний сам по себе дает плоское поле. Подобная зависимость дает возможность исправлять в некоторой степени обычно присущую объективам вогнутость поля путем дефокусирования коллиматора.

Широкое применение в качестве камер спектрографов нашли системы Шмидта и Максутова, описанные в главе I. Желание получить большую светосилу камер спектрографов привело к созданию объективов типа «сплошной Шмидт», в которых камера представляет собой сплошное стеклянное тело. Передняя часть его поверхности деформирована и выполняет функцию шмидтовской пластины, противоположная же часть алюминирована и выполняет функцию сферического зеркала. Фото-пластинка в этом случае прижимается к стеклу на специальной жидкостной иммерсии. Три варианта подобных объективов камер схематически показаны на рис. 171. Полезные системы предложены, в частности, Дж. Г. Бейкером (внеосевая система, 1940 г.), Р. Минковским (1944) и др. В объективах типа «сплошной Шмидт» фокусное расстояние укорачивается теоретически в  $1/n$  раз ( $n$  — показатель преломления стекла) по сравнению с обычной системой с зеркалом той же кривизны, а относительное отверстие увеличивается в  $n$  раз (до 1 : 0,3) и геометрическая светосила в  $n^2$  раз. Однако из-за заметного поглощения света и других потерь физическая светосила возрастает в меньшей степени. Отметим также, что системы Шмидта были рассчитаны и для внеосевых комбинаций (И. Боуэн и др.), в которых фокальная поверхность вынесена из пути лучей, падающих от дисперсионной системы. Это дает возможность полностью избавиться от экранирования последних кассетодержателем — явление, неизбежное во всех осевых зеркально-линзовых системах. Такие системы были рассчитаны

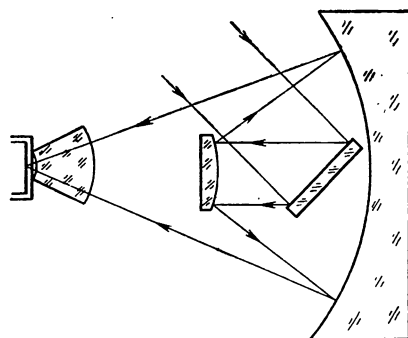


Рис. 172.

до относительного отверстия не более  $1 : 1,5$ . Огромный прогресс в изготовлении новых светоприемников, особенно электронно-оптических преобразователей, электронных усилителей изображений и др., заставил оптиков искать новые варианты оптических схем для камер спектрографов. Большие габариты таких приемников вместе со всей арматурой не позволяют установить их в фокальных плоскостях классических светосильных камер Шмидта. Одно из решений было найдено путем дальнейшего развития двухзеркальных объективов микроскопов. Другое было предложено И. Боуэном и др. (рис. 172).

**§ 79. Механическая конструкция и термостатирование щелевого спектрографа.** Во время работы астрономический спектрограф вместе с телескопом, на котором он укреплен, может занимать самые разнообразные положения; при этом он находится в помещении, температура которого может значительно меняться в течение одной ночи. Выдержки могут быть настолько длительными, что изменения положения спектрографа и температуры окружающего пространства за их время становятся значительными. Поэтому механическая конструкция спектрографа должна удовлетворять высоким требованиям в отношении жесткости и термической изоляции.

Точная астроспектроскопия, именно — определение лучевых скоростей, началась в 90-х годах XIX в., когда были построены первые спектрографы, и применены в Потсдаме Г. К. Фогелем, в Пулковке А. А. Белопольским и в ряде других обсерваторий. Эта область исследований была тогда еще совершенно новой; можно было наблюдать только яркие звезды, не особенно смущаясь поглощением света в спектрографе. Первые спектрографы были трехпризменными с призмами из тяжелого флинта. Они давали большую дисперсию и были, по сути, обыкновенными лабораторными инструментами, прикреплявшимися к телескопу без особых ухищрений для уничтожения переменного гнутия различных частей спектрографа. Необходимость термической изоляции была признана на первых же стадиях работы по определению лучевых скоростей, но осуществлялась она примитивно. Вредное влияние изменений температуры спектрографа состоит не только в изменении фокусировок коллиматора и камеры, в деформации всего спектрографа с относительными смещениями коллиматора и камеры, но и в изменении отклонения лучей призмой вследствие изменения показателя преломления. Например, для однопризменного спектрографа Симеизской обсерватории с призмой из легкого флинта О 118 изменение температуры на  $1^\circ$  вызывало изменение отклонения на  $2'',8$ , что соответствует искажению лучевой скорости на  $19,2 \text{ км/сек}$ . Первоначально поддержание приблизительно постоянной температуры осуществлялось при помощи ртутного терморегулятора, включающего через реле грелку в случае падения температуры. В дальнейшем Н. Ф. Купревичем и О. А. Мельниковым в Пулковке был применен тиратронный (электронный) термостат.

Первые спектрографы составляли одно целое с суппортом, которым он присоединялся к телескопу; получалось нечто вроде балки, закрепленной только одним концом. Очевидно, что такая система при длине порядка  $1 \text{ м}$  должна была претерпевать общее гнутие всего спектрографа относительно телескопа и дифференциальное гнутие, т. е. деформацию собственно спектрографа. У трехпризменных спектрографов некоторому уменьшению дифференциального гнутия способствует компактная форма: призмы обычно рассчитывались так, чтобы полное отклонение было близко к  $180^\circ$ , при котором коллиматор и камеры располагались на небольшом расстоянии параллельно друг другу. В самом начале 90-х годов Райт разработал новую конструкцию корпуса спектрографа и способ крепления последнего на телескопе. Он предложил помещать коллиматор, призмы и камеру в общем металлическом

ящике максимально жесткой конструкции и этот ящик присоединять к суппортам только в двух точках; положение этих точек определялось с таким расчетом, чтобы возможная деформация ящика была наименьшей. Такую конструкцию спектрографа можно уподобить балке, подпертой в двух точках, отстоящих от ее концов на некоторых расстояниях.

На рисунке 173 изображен корпус призмического спектрографа. Он представляет собой плоский треугольный ящик из листовой стали толщиной

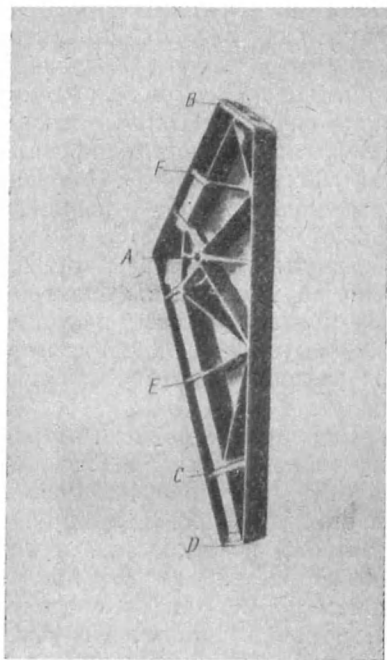


Рис. 173.

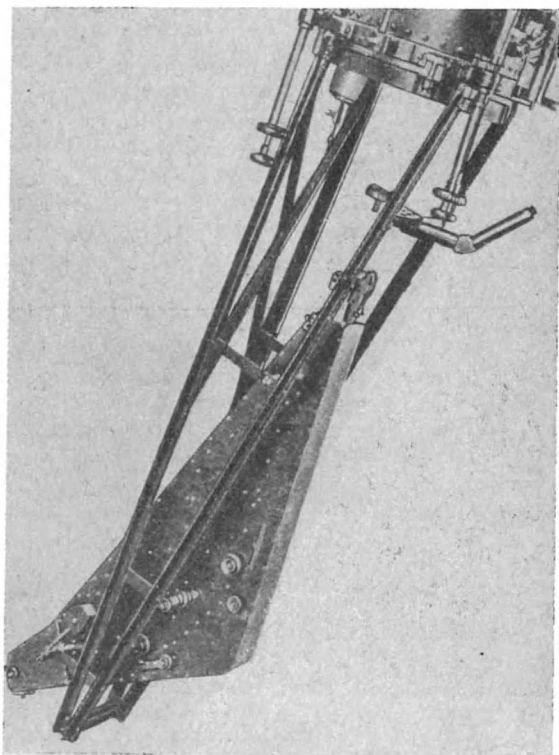


Рис. 174.

в 1,7 мм. Внутри ящика размещены связи с таким расчетом, чтобы наилучшим образом препятствовать деформации ящика. Все эти связи, равно как и боковые стенки, скреплены с основанием ящика угловым железом на болтах. Части *A*, *B*, *C*, *D*, *E*, *F* — более толстые отливки. Центральная отливка *A* имеет круглое отверстие, через которое проходит главный поддерживающий стержень. Труба коллиматора, сделанная из латуни, имеет зажимы на отливке *D* и у центральной части *A*, вблизи объектива; через отливки *C* и *E* она проходит не касаясь их. Камера состоит из двух отдельных частей: объектив закреплен на отливке *F*, а кассетная часть входит в стенку ящика *B*, в которой она может передвигаться кремальерой и зажиматься. Призма помещена в тупом углу ящика в особой литой клетке на эбонитовых подкладках таким образом, чтобы она нигде не имела прямого контакта с металлическими частями. Другой поддерживающий стержень помещен несколько ниже щелевого конца коллиматора; он осуществлен двумя цилиндрами, ввинченными в перегородку *C*. Для уменьшения провеса нижнего конца спектрографа *C* по обим сторонам сделаны два рычага с грузами на концах. Они хорошо видны на рис. 174, показы-

вающем суппорте, который соединяет спектрограф с телескопом. Поддерживающие стержни соединяются с суппортом не наглухо, а с некоторой свободой, так, чтобы деформация суппорта не создавала натяжений на ящике спектрографа.

Тепловая изоляция спектрографа осуществляется такой же формы деревянным ящиком, обитым внутри войлоком. Этот ящик по частям надевается на корпус спектрографа и прикрепляется к суппорту, нигде не касаясь собственно спектрографа. На внутренней поверхности деревянного

ящика размещены наиболее целесообразным способом 360 м тонкой изолированной шелком проволоки, разделенной на две группы, по две параллельно соединенные секции в каждой из них; нагреванием этой проволоки электрическим током поддерживается постоянная температура спектрографа. Поступление тока в обогревающую проводку регулируется через реле двумя ртутными контактными термометрами. Спектрограф показал полное постоянство фокусировки камеры при всех температурах в течение года.

Расширение области астро-спектроскопических исследований от фотометрических исследований профилей линий и детальных исследований лучевых скоростей по отдельным линиям до массовых определений лучевых скоростей слабых звезд, до  $9^m$ , а в отдельных случаях и слабее, выдвинуло идею

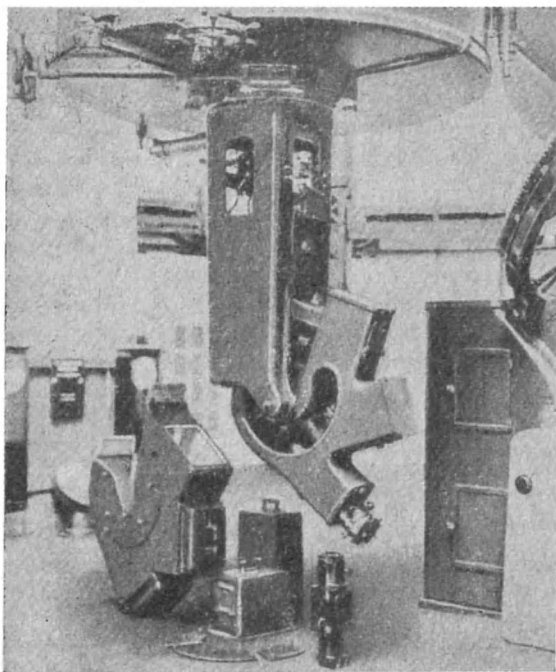


Рис. 175.

постройки универсального спектрографа, дающего возможность быстро менять дисперсию, угловую и линейную, в достаточно широких пределах. При использовании в качестве питающих телескопов рефракторов, хотя бы и самых больших, приходилось сильно ограничивать вес спектрографа во избежание недопустимого прогиба корпуса рефрактора. С введением в обиход практической астрофизики больших рефлексоров, инструментов компактных и весьма массивных, задача создания универсального спектрографа сильно облегчалась. Первый спектрограф универсального типа был построен около 1918 г. для нового 1,8-м рефлексора обсерватории в Виктории (Канада). Этот спектрограф, со снятой тепловой изоляцией, показан на рис. 175. Три призмы сочленены механически так, что простым движением они все одновременно устанавливаются в минимуме отклонения для любой длины волны. Три выступа корпуса спектрографа служат для помещения камер при употреблении, начиная снизу, одной, двух и трех призм, причем в каждом случае могут употребляться камеры различных фокусных расстояний от 228 до 711 мм. Возможно также использование автоколлимационной комбинации с кассетами близ щели, для чего вводится плоское зеркало за последней призмой, как показано на схеме рис. 176. Труба коллиматора стальная, камеры латунные. Диаметр объектива колли-



матора 63,5 мм, камер — 76,2 мм. Фокусировка изображения звезды на щели производится перемещением гиперболического кассегреновского зеркала рефлектора. Фокусировка камер не зависит от температуры спектрографа. Дифференциального гнутия избежать полностью не удалось, но в условиях обычной работы, в смысле изменения положения спектрографа за время выдержки, оно незаметно.

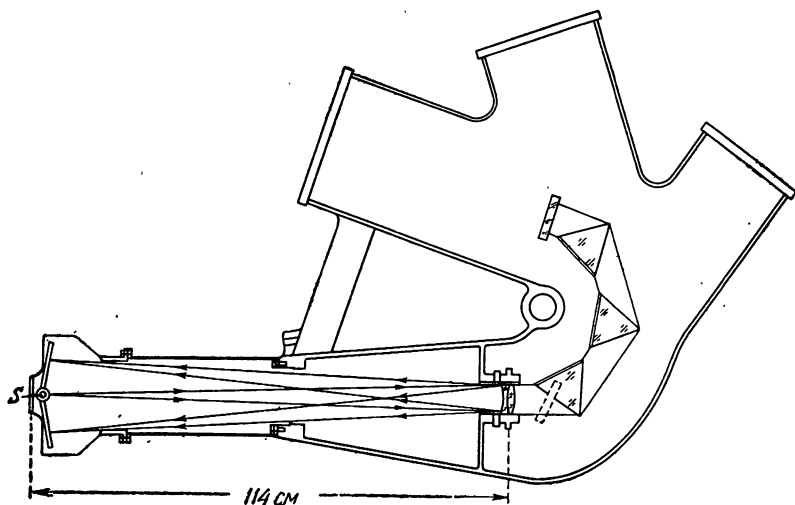


Рис. 176.

Интересно также познакомиться с устройством сравнительно нового по времени создания и конструкции большого спектрографа для 2-м рефлектора обсерватории Мак Дональд в Техасе (США). На рис. 177 показан разрез этого спектрографа; он двухпризменный, не универсальный, с общим отклонением светового пучка в  $90^\circ$ . Корпус собственно спектрографа (исключая камеры) представляет цельную отливку из алюминия, который выбран как по своей легкости, так и по значительной теплопроводности; последнее важно для лучшего выравнивания температуры различных частей корпуса, и, следовательно, для



Рис. 177.

устранения деформаций последнего. Камера отлита из алюминиевого сплава. Призмы помещаются в клетке с двумя отделениями, вставляемой в спектрограф вместе с призмами и там скрепляемой болтами с корпусом спектрографа. Чтобы избежать освобождения призм или их сжатия при крайних

температурах, применены специальные прокладки из эбонита и пробки. Тепловая изоляция осуществляется кожухом из двух слоев листового полированного алюминия с войлочной прокладкой между ними.

Ввиду того, что ко времени постройки 2-м телескопа серебрение зеркал рефлектора, как правило, было заменено алюминированием, дающим очень хорошее отражение ультрафиолетовых лучей, вся оптика была рассчитана на работу в фиолетовой части спектра. Она состоит в следующем. Призмы — кварцевые, типа Корню, установленные в минимуме отклонения для  $\lambda = 3933 \text{ \AA}$ . Объектив коллиматора, фокусного расстояния в 1 м и диаметра 76 мм, составлен из двух линз ультрафиолетовых стекол UBK5 и UZK5. Объектив камеры четырехлинзовый, системы Росса, фокусного расстояния 500 мм, из ультрафиолетового стекла; предел прозрачности примененного стекла лежит у  $\lambda = 3250 \text{ \AA}$ . Обратная линейная дисперсия с указанной выше камерой равна  $40 \text{ \AA/мм}$  у  $\lambda = 3933 \text{ \AA}$  и  $20 \text{ \AA/мм}$  у  $\lambda = 3250 \text{ \AA}$ . Кроме кварцевых призм имеются призмы из флинта F2 с минимумом отклонения для  $\lambda = 4341 \text{ \AA}$ . Линейная дисперсия этих призм с 500-мм камерой вдвое больше кварцевых. Помимо стеклянной камеры имеются две камеры Шмидта с фокусными расстояниями 180 и 90 мм. Все три камеры могут применяться как с кварцевыми, так и со стеклянными призмами. Наименьшая обратная дисперсия (кварцевой призмы и 90-м камеры Шмидта) равна  $220 \text{ \AA/мм}$  у  $\lambda = 3933 \text{ \AA}$ . Для работы в крайних, из доступных, ультрафиолетовых лучах имеются простые кварцевые линзы для коллиматора ( $f_1 = 1 \text{ м}$ ) и камеры ( $f_2 = 500 \text{ мм}$ ). При испытании на дифференциальное гнутие сравнивались снимки спектра сравнения в меридиане наклонениях  $-10^\circ$  и  $+90^\circ$  и на параллели наклонения  $+30^\circ$  в меридиане и при часовом угле  $6^h$ . Даже при таких условиях, которые на практике никогда не встречаются, гнутие не было замечено.

**§ 80. Щель спектрографа; спектр сравнения; гидрирование.** Изготовление щели спектрографа требует большой тщательности, так как качество изображений спектральных линий зависит не только от достоинства оптики, но и от хорошего выполнения щели. Ее щетки изготавливаются из твердого металла, допускающего хорошую шлифовку краев щели. В настоящее время для изготовления щели употребляется нержавеющая сталь. Толщина щек делается порядка 3 мм. Края щели сошлифованы со скосом внутрь коллиматора так, чтобы они были возможно более острыми, но тем не менее оставались по всей длине совершенно гладкими и правильной формы. Регулирование ширины щели достигается передвижением одной щетки в хорошо пригнанных пазах при помощи микрометрического винта. При передвижении щетки край щели должен двигаться параллельно самому себе. При помощи особого винта можно в узких пределах поворачивать неподвижную щечку так, чтобы ее край был параллелен краю подвижной щетки; это условие особенно необходимо для фотометрических исследований профилей линий. Внешние поверхности обеих щек, отшлифованные и отполированные оптически зеркально, должны при любом растворении щели оставаться в одной плоскости; полное закрытие щели должно осуществляться плотным касанием острых краев, а не их перекрытием. Микрометрический винт служит только для расширения щели; при сужении щели подвижная щечка передвигается пружиной, но не настолько сильной, чтобы повредить края щели при полном ее закрытии. Для предохранения последних от повреждений при полном закрытии иногда устраивается тонко регулируемый упор. Весь конец коллиматора, несущий щель, имеет некоторую свободу вращения около оси коллиматора при помощи коррекционных винтов. Пользуясь этим приспособлением, можно достичь необходимой параллельности щели преломляющему ребру призмы. Тем самым достигается перпендикулярность линий спектра к направлению дисперсии.

Для определения длин волн в спектрах небесных тел необходимо рядом с изображением небесного тела иметь спектр земного источника света. Приспособление для получения подобного спектра, называемого *спектром сравнения*, располагается перед щелью коллиматора. Существенной частью этого приспособления является диафрагма, устраняющая возможность взаимного наложения звездного спектра и спектра сравнения. Свет от источника спектра сравнения, помещаемого сбоку на суппорте спектрографа, направляется в щель небольшой призмой полного внутреннего отражения. В спектрографах прежних конструкций упомянутая выше диафрагма имела три отверстия и была передвижной. При фотографии 11

Рис. 178.

В течение всего процесса фотографирования необходимо следить за тем, чтобы изображение звезды своей наиболее яркой частью в точности лежало на щели; это необходимо для наиболее эффективного использования света собираемого питающим телескопом, и для избежания различных систематических ошибок. Для этого общая плоскость щек щели расположена под некоторым углом ( $3-5^\circ$ ) к плоскости, перпендикулярной к оси коллиматора. При помощи устройства, схематически изображенного на рис. 178, наблюдатель имеет возможность видеть изображение звезды в отражении от плоскости щек щели  $S$ . В этом визирном приспособлении  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$  — призмы полного внутреннего отражения, назначение которых состоит в изменении направления светового пучка. Линза  $O_1$  делает лучи, отраженные от поверхности щели, параллельными для того, чтобы они могли быть посланными без ослабления на любое расстояние, требуемое конструкцией спектрографа;  $O_2$  — объектив, дающий действительное изображение звезды и щели,  $E$  — окуляр. Очевидно, что наклон плоскости щели необходим для того, чтобы визирное приспособление не заслоняло света, идущего от телескопа.

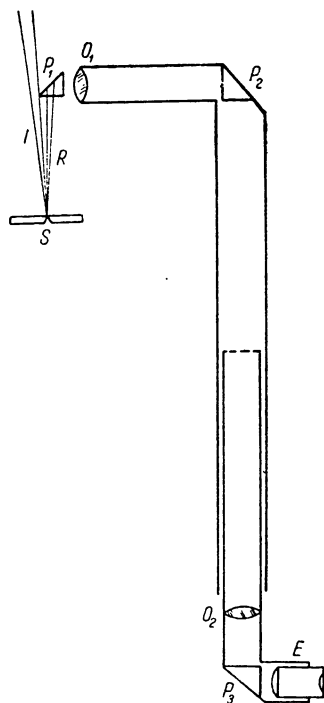


Рис. 178.

**§ 81. Исследование оптики и центрировка спектрографа.** Как было выяснено выше, щель коллиматора должна находиться в главном фокусе его объектива. Операция приведения щели в это положение называется фокусировкой коллиматора. Эту операцию выгоднее производить по способу Гартмана, так как при этом способе попутно определяется и сферическая aberrация, а с небольшим усложнением можно исследовать и хроматическую aberrацию. Поскольку коллиматор фокусируется обычно раз навсегда при вводе в работу спектрографа, такое подробное исследование объектива следует производить одновременно с его фокусировкой.

Способ Гартмана подробно изложен в § 7, здесь же будет не лишним сделать несколько практических замечаний. Для исследования объектива коллиматора всего удобнее монтировать весь коллиматор на параллактической установке. Это дает возможность, направив коллиматор на какую-либо белую звезду, исследовать объектив в условиях действительной его работы в смысле спектрального состава света; этого не удастся осуществить с искусственным источником света. Кроме того, в этом способе имеется строго параллельный пучок света, что трудно достижимо в условиях лаборатории. Для исследования щель раскрывается возможно шире, так, чтобы, прикладывая к ее плоскости фотографическую пластинку, можно было получить полное изображение диафрагмы при не слишком малых выдвиганиях из фокальной плоскости. Для получения изображений отверстий диафрагмы, возможно менее искаженных хроматической aberrацией, следует вместе с диафрагмой надевать на объектив и плоскопараллельный светофильтр, синий или ультрафиолетовый, смотря по тому, для какой области спектра требуется отфокусировать коллиматор. Хроматическую aberrацию объектива проще всего исследовать обычным путем, с установкой перед объективом призмы.

Для удовлетворения условий гомоцентричности для возможно большего участка спектра рекомендуется устанавливать щель в общем фокусе для длин волн, лежащих по обе стороны от той длины волны, для которой призма установлена в минимуме отклонения. Гомоцентричность будет достигнута: для боковых лучей потому, что соответствующие пучки будут параллельными, для центрального луча потому, что призма установлена в минимуме отклонения.

Плоскость, содержащая оси коллиматора и камеры, должна быть главным сечением призмы, т. е. быть перпендикулярной к преломляющему ребру призмы или же параллельной канавкам дифракционной решетки. Если этого нет, то полоска спектра будет наклонена к плоскости основания призмы, а в случае дифракционной решетки возникнут искажения спектра. Обычно эта регулировка, осуществляемая шлифовкой упоров для призмной клетки или дифракционной решетки, производится при изготовлении спектрографа. Параллельность щели преломляющему ребру призмы или канавкам решетки выверяется перпендикулярностью спектральных линий к направлению полоски спектра. Регулировка производится поворотом щелевой части коллиматора. Установка призмы в минимуме отклонения для избранной длины волны производится подыскиванием такого положения призмы, при котором малые повороты призмы не вызывают заметного смещения спектральных линий в непосредственной близости к избранной длине волны.

Для получения резких изображений спектральных линий на не слишком малом участке спектра, если это допускает оптика спектрографа, необходимо подбирать не только надлежащее расстояние от объектива камеры до фотографической пластинки вдоль главной оси объектива камеры, но и надлежащий наклон пластинки к последней. Кассетная часть камеры устроивается так, что помимо общего передвижения вдоль оси камеры, адаптер кассеты может поворачиваться вокруг оси, перпендикулярной к оси камеры и лежащей в плоскости чувствительного слоя фотографической пластинки.

Обычно наклон пластинки, однажды определенный, может длительное время оставаться без изменения, чего нельзя сказать относительно собственно фокусировки камеры.

**§ 82. Призменная камера.** В щелевом спектрографе источником света является узкая щель шириной в среднем около 0,05 мм. При длине коллиматора в 1 м (обычный размер для современных спектрографов, питаемых большими рефлекторами) угловая ширина такой щели у объектива камеры будет 10". Если, отняв коллиматор, направить спектрограф без питающего телескопа прямо на звезду, то сохранятся все условия для правильного получения ее спектра: свет от звезды упадет на призму параллельным пучком, и угловой диаметр звезды, расширенный дрожанием, будет даже менее 10". Единственным недостатком будет малая эффективность вследствие узости используемого пучка света. По такому принципу устраивается призменная камера — старейшая конструкция астрономического спектрографа.

В качестве призменной камеры или, иначе, камеры с *предобъективной призмой*, может быть использован любой астрограф, перед объективом которого помещена призма такого же диаметра. Фокальные изображения звезд при этом растягиваются в спектры. В этом состоит главнейшая выгода применения призменных камер — возможность фотографирования спектров большого числа звезд одновременно, в противоположность щелевому спектрографу, с которым возможно фотографировать спектр лишь одной звезды. Вследствие значительных фокусных расстояний астрографов для достижения хорошей линейной дисперсии достаточно применять призмы малых преломляющих углов, например, в 10° и меньше. Малое поглощение света в таких тонких призмах в связи со значительным (до 60 см и более) диаметром объектива или зеркала обеспечивает вторую выгодную сторону призменных камер — значительную светосилу. Требования к оптической однородности стекла призмы и к правильности граней здесь столь же высоки, как и в отношении призм щелевого спектрографа. Изготовление предобъективных призм значительного размера сопряжено с большими техническими трудностями и стоимостью их весьма высока, примерно втрое выше стоимости хорошего объектива равного диаметра.

Но у призменной камеры имеются и крупные недостатки. В ней невозможно наклоном пластинки компенсировать хроматическую аберрацию для получения более длинного участка спектра в хорошем фокусе. Единственно возможное положение пластинки — перпендикулярное к главной оптической оси, что приводит к быстрому ухудшению качества изображения к концам спектра. В то время как у щелевого спектрографа беспокойство изображений звезд вызывает только удлинение выдержки, у призменной камеры оно отражается полностью на наиболее ценном качестве спектрографа — на чистоте спектра. Это настолько крупный недостаток, что столь важные в современной астрофизике исследования профилей спектральных линий невозможны с призменной камерой. Все ошибки гидирования звезды при длительных выдержках также отражаются на чистоте спектра. Так же отрицательно действует и невозможность сохранять постоянство температуры призмы. Другим весьма существенным недостатком является трудность получения спектра сравнения, а следовательно, и точного определения длин волн спектральных линий в наблюдаемых спектрах.

В области спектрофотометрии непрерывного спектра призменная камера при некоторых обстоятельствах имеет значительное преимущество перед щелевым спектрографом. Вследствие атмосферной дисперсии изображения звезд на зенитных расстояниях, больших 40—45°, растягиваются в спектры. Совершенно очевидно, что распределение интенсивности в непрерывном спектре на спектрограммах, полученных со щелевым спектрографом, зависит от того,

какой участок спектрального изображения звезды держался на щели спектрографа во время фотографирования спектра. В случае призмной камеры атмосферная дисперсия вызовет только ухудшение изображений спектральных линий, нисколько не отражаясь на непрерывном спектре. В работах по спектральной классификации звезд призмная камера используется весьма эффективно, особенно при исследовании слабых звезд. Эти работы основаны на оценках относительных интенсивностей избранных спектральных линий. Пониженная чистота спектра не является здесь принципиальным препятствием, но все же при этих работах спокойствие изображений имеет большое значение.

Вредное влияние беспокойствия изображений звезд уменьшается с фокусным расстоянием призмной камеры; с другой стороны, для получения спектров более слабых звезд приходится строить призмные камеры возможно большего диаметра. Наиболее выгодной была бы комбинация призмы значительной угловой дисперсии с короткофокусной светосильной камерой. Но применять в камерах очень большие относительные отверстия, например,  $1:1$ , бесполезно по причине сильной вуали, вызываемой свечением ночного неба. Что же касается дисперсии предобъективных призм большого диаметра, то в настоящее время предел, по-видимому, достигнут при преломляющих углах около  $10^\circ$ . Иногда для увеличения дисперсии употребляют комбинацию двух призм и более. Очевидно, что предобъективная призма должна устанавливаться в минимуме отклонения для избранной длины волны и для звезды на главной оптической оси камеры. Регулировка подобной установки производится таким же способом, как у щелевого спектрографа.

Призмная камера монтируется на параллактическом штативе; преломляющее ребро призмы устанавливается по суточной параллели. Для наведения призмной камеры на требуемое место по экваториальным координатам необходимо изменить только склонение на величину отклонения, даваемого призмой. Этот угол либо вычисляется по известным заранее преломляющему углу  $A$  и показателю преломления материала призмы по формулам (3.4)—(3.6) либо определяется экспериментально по кругу склонений параллактического штатива. Для того чтобы спектр получился достаточной ширины (перпендикулярно к дисперсии), обычно порядка  $0,3$  мм, часовой механизм суточного движения несколько расстраивается. Звезда идет по прямому восхождению примерно на  $0,3$  мм, затем возвращается на прежнее место и т. д. многократно, в зависимости от продолжительности выдержки. Это движение может осуществляться и автоматически при наличии электрических приводов.

**§ 83. Бесщелевой спектрограф.** Постройка больших призмных камер лимитируется невозможностью создания предобъективных призм диаметром более  $60\text{--}100$  см. Для получения одновременно спектров многих звезд при значительной светосиле современных больших рефлекторов применяются бесщелевые спектрографы. Конструкция их, по системе Уодсуорта, состоит в следующем. В конусе лучей, сходящихся от зеркала рефлектора, перед фокусом помещается отрицательная простая линза такого же относительного отверстия, как и у зеркала рефлектора. После прохождения через линзу пучок света превращается в параллельный; таким образом, отрицательная линза здесь выполняет роль коллиматора щелевого спектрографа с той разницей, что на призму направляется весь свет, собранный зеркалом рефлектора, без потерь на щели. В качестве объектива камеры употребляется положительная линза такого же относительного отверстия и изготовленная из того же материала, что и коллимационная линза. Обе линзы вносят значительные сферическую и хроматическую аберрации противоположных знаков, которые взаимно компенсируются. Но компенсации аберраций все же

не происходит полностью по следующим причинам: 1) в сходящемся пучке и плоскопараллельная пластинка вносит сферическую и хроматическую aberrации, 2) призма создает астигматизм, поскольку на нее падает не вполне параллельный пучок света (вследствие aberrаций отрицательной линзы). Последний недостаток не имеет значения, если пучок проходит через призму в минимуме отклонения; но в данном случае это имеет место лишь для узкого диапазона длин волн и притом для изображений, находящихся в непосредственной близости к главной оптической оси. Эти остаточные aberrации невелики и при такой чрезвычайно простой конструкции получались неплохие результаты.

В качестве камеры можно использовать камеру Шмидта; поскольку последняя свободна от aberrаций, отрицательная коллимационная линза должна быть сложной с возможно лучшим исправлением aberrаций. Если относительное отверстие камеры Шмидта больше такового у рефлектора, то диаметр диска дрожания уменьшится, и если уменьшение фокусного расстояния компенсировать увеличением дисперсии, например, увеличивая число призм, то будет достигнута большая чистота спектра. На рис. 179 изображено схематически расположение частей бесцелевого спектрографа, построенного в 1938 г. для 2-м рефлектора обсерватории Мак-Дональд в Техасе (США). Сходящийся конус лучей от главного параболического зеркала рефлектора падает своей вершиной на алюминиевую площадку *a* боковой грани призмы. Отраженный от нее расходящийся пучок направляется на коллимационное параболическое зеркало *b* и от него параллельным пучком на призму и далее в камеру Шмидта *c*. Цифрами обозначены части камеры Шмидта: 1 — корректирующая асферическая стеклянная пластинка, 2 — сферическое зеркало, 3 — сферическая выпуклая кассета для фотографической пленки. Угол падения на грань призмы центрального луча рассчитан так, чтобы призма находилась в минимуме отклонения для  $\lambda = 4341 \text{ \AA}$ . Наиболее существенная особенность этой конструкции состоит в том, что кома и астигматизм коллимационного зеркала равны по величине таковым же ошибкам главного зеркала рефлектора, но противоположны им по знаку, вследствие чего эти обе aberrации взаимно уничтожаются. Так как оба зеркала свободны от сферической aberrации, то единственным недостатком остается кривизна поля и незначительная хроматическая aberrация камеры Шмидта.

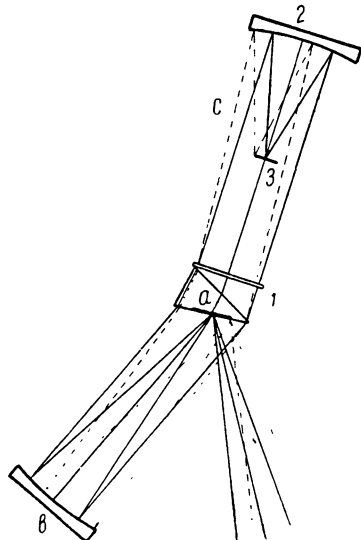


Рис. 179.

**§ 84. Небулярный спектрограф.** Для спектральных исследований галактических диффузных туманностей в 1937 г. был создан новый тип светосильного спектрографа, так называемый небулярный спектрограф. Только весьма немногие из галактических туманностей обладают поверхностной яркостью, достаточной для того, чтобы быть доступными для обыкновенных щелевых спектрографов. Прямая фотография этих туманностей вследствие их малой яркости и известной протяженности требует применения светосильных короткофокусных камер. При уменьшении поверхностной яркости туманностей до уровня яркости фона ночного неба прямое фотографирование их с каким бы то ни было инструментом становится невозможным из-за общего вуалирования пластинки. Предел фотографирования спектров этих туманностей призменными камерами достигается еще скорее. Если туманность испускает

эмиссионный спектр, то поверхностная яркость монохроматических изображений ее будет меньше яркости в интегральном свете, в то время как фон ночного неба в призменной камере нисколько не уменьшается. Еще более неблагоприятное положение создается, если туманность испускает непрерывный спектр. Единственный выход из этих затруднений напрашивается сам собой: надо особой диафрагмой преградить доступ в призменную камеру света ночного неба от соседних с туманностью участков неба. Так как необходимо все же использовать полное отверстие камеры, то диафрагма должна быть помещена на значительном расстоянии от последней. По такому принципу и был сконструирован небулярный спектрограф — нечто среднее между призменной камерой и щелевым спектрографом.

Первым был сооружен небулярный спектрограф, монтированный на 1-м рефракторе Йеркской обсерватории. Он состоит из системы двух кварцевых призм и камеры Шмидта диаметром в 110 мм и относительного отверстия 1 : 1. Перед камерой на расстоянии 17,7 м помещена щель шириной в 25 мм и длиной около 600 мм. Между камерой и щелью помещена прямоугольная диафрагма для защиты камеры от прямого освещения небом. В сущности, это был щелевой спектрограф без питающего телескопа и без объектива коллиматора. Ввиду значительной длины коллиматора отсутствие его объектива не вызывает заметной аберрации при прохождении через призмы, даже при полной апертуре пучка света. Щель спектрографа позволяет фотографировать участок неба  $15' \times 2^\circ$ . Камера фокусируется на щель; изображение последней на пластинке получается шириной в 0,14 мм, что при обратной дисперсии 250 Å/мм соответствует 35 Å. Измерять спектрограммы можно с точностью до долей ангстрема.

Спектр ночного неба разлагается на ряд сильных эмиссионных линий и на слабый непрерывный спектр. Только последний может служить препятствием к исследованию спектра туманности и в этом состоит громадное преимущество небулярного спектрографа перед призменной камерой. Можно принять для простоты, что между  $H_\alpha$  и  $\lambda = 3500$  Å туманность испускает три монохроматических излучения; каждое из них на пластинке занимает 0,14 мм. Спектр ночного неба в длину имеет 7 мм; увеличение контраста лишь в силу этого составит  $7/0,14 \cdot 3 = 17$  раз, но в непрерывном спектре сосредоточено всего  $1/4$  общего количества света, испускаемого ночным небом. Это дает увеличение контраста в  $17 \cdot 4 = 68$  раз по сравнению с прямой фотографией. Следовательно, с небулярным спектрографом возможно обнаруживать присутствие туманностей с эмиссионными линиями настолько слабых, что открытие их прямым фотографированием невозможно. А неизменно присутствующие эмиссионные линии свечения ночного неба дают возможность определять длины волн излучений туманности совершенно так же, как это делается в щелевом спектрографе со спектром сравнения.

Схема более совершенного варианта небулярного спектрографа (по идее О. Струве и К. Т. Элви) изображена на рис. 180, на котором  $M_2$  — плоское зеркало размером  $90 \times 25$  см с прямоугольной, регулируемой ширины диафрагмой перед ним; это зеркало играет роль щели. Свет, отраженный зеркалом-щелью, направляется на плоское зеркало  $M_1$  и от него на две призмы  $P$  и камеру Шмидта. Общее расстояние от зеркала-щели  $M_2$  до камеры с призмами  $P$  составляет 46 м. Зеркало-щель  $M_2$  и камера с призмами  $P$  располагаются на штанге, перпендикулярной к полярной оси параллактического штатива. Плоскость зеркала  $M_1$  перпендикулярна к полярной оси и центр его лежит на продолжении этой оси к северу. Зеркало-щель  $M_2$  вращается около оси, перпендикулярной одновременно к штанге и к полярной оси; поворотом зеркала  $M_2$  и штанги можно направить на зеркало  $M_1$ , а следовательно, и на камеру, свет от любого участка неба в пределах склонения от  $-52^\circ$  до  $+90^\circ$ . При выдержках, которые здесь, как правило, должны быть



продолжительными, полярная ось установки вращается часовым механизмом. Этот небулярный спектрограф установлен на крутом южном склоне холма, что избавило от необходимости строить высокую ферму для верхнего зеркала. Оптика этого спектрографа та же, что и в описанном выше спектрографе Йеркской обсерватории. Два аналогичных спектрографа, но с мениско-

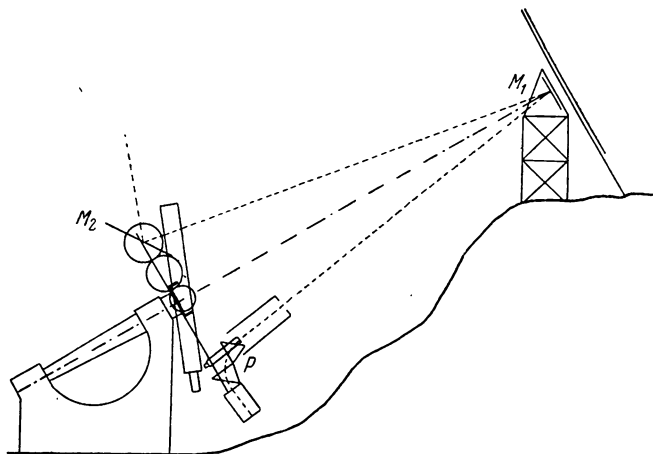


Рис. 180.

выми камерами были сооружены в СССР для Симеизской и Бюраканской обсерваторий. В настоящее время существует много вариантов небулярных спектрографов.

**§ 85. Конструкция дифракционного спектрографа.** Малая дисперсия в красных и инфракрасных лучах призменного спектра создает серьезные затруднения для ряда весьма важных работ по астроспектроскопии. Определение лучевых скоростей красных звезд по причине очень малой интенсивности фиолетовых и синих лучей должно производиться в красном конце спектра. Увеличение дисперсии путем увеличения числа призм сопровождается значительными потерями света через отражение и поглощение, что недопустимо для таких слабых объектов, как звезды спектрального класса N. Изучение молекулярных полос в спектрах звезд может осуществляться преимущественно в красных и инфракрасных областях и при этом значительная дисперсия для таких работ крайне необходима. Указанные затруднения отпадают при использовании спектрографа с дифракционной решеткой, при помощи которой даже в спектре первого порядка получается дисперсия, сравнимая с дисперсией одной призмы в сине-фиолетовой области длин волн. При определении лучевых скоростей работа в длинноволновом участке спектра выгодна тем, что доплеровское смещение увеличивается с длиной волны (например, у  $H_\alpha$  оно в  $1\frac{1}{2}$  раза больше, чем у  $H_\gamma$ ).

Применение дифракционных решеток для спектральных работ с неяркими звездами задержалось вследствие малой яркости получаемых спектров. Потери света на решетке обуславливаются главным образом распределением света по многим спектрам различных порядков и зеркальным отражением, дающим спектр нулевого порядка. Как указано в § 78, в настоящее время недостаток яркости в значительной степени устраняется тем, что, придавая алмазному острию особую форму, изготавливают решетки с сосредоточиванием до 80% света и более в спектре первого порядка и даже в избранном

участке, например, в красной части его. Подобные решетки мало уступают призмам в фактической светосиле.

На рисунке 181 схематически изображен один из дифракционных спектрографов обсерватории Маунт Вилсон. Оси камеры и коллиматора образуют между собой острый угол в  $23^{\circ},5$ , в вершине которого расположена решетка. В качестве объектива коллиматора использован телеобъектив с эквивалентным фокусным расстоянием в 1 м; расстояние между задней линзой объектива и щелью равно всего 60 см. Это способствовало увеличению компактности всего спектрографа. Корпус собственно спектрографа подвешен к суппорту на оси, проходящей через центр тяжести, и свобода вращения около этой оси ограничена второй осью у щелевого конца. Интересной деталью

является способ обогривания спектрографа током подогретого воздуха, принудительно циркулирующего между нагревательной спиралью и промежутком между спектрографом и изолирующим кожухом. На рис. 181 использованы обозначения: 1 — щель, 2 — телеобъектив коллиматора, 3 — дифракционная решетка, 4 — фотографическая камера, 5 — контрольная труба для держания звезды на щели, 6 — подогревательно-вентиляционное устройство; 7 — электрическая дуга для получения спектра сравнения. Оптика этого спектрографа такова: решетка с 600 штрихами на 1 мм с концентрацией света в одном спектре первого порядка имеет размеры  $68 \times 70$  мм; три смежные кассеты фокусных расстояний 150, 250 и 450 мм дают обратные линейные диспер-

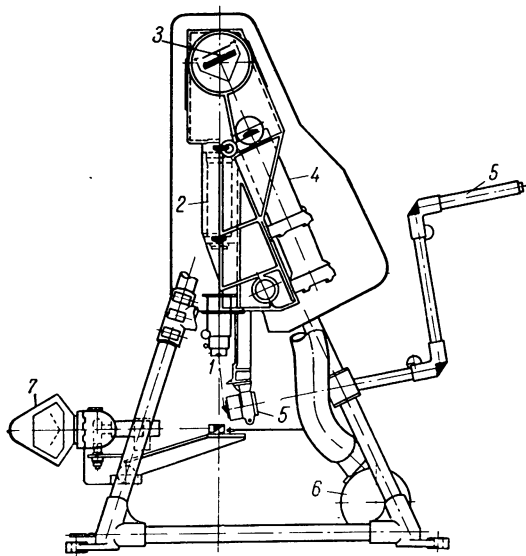


Рис. 181.

сии соответственно 111, 61 и  $34 \text{ \AA} / \text{мм}$ . Хорошо выдержанные спектрограммы звезд класса N 9-й визуальной звездной величины получаются за 2 часа; выдержка с однопризменным спектрографом в синей области была бы безнадежно долгой. Вероятная ошибка лучевой скорости по одной спектрограмме оказалась порядка  $\pm 5 \text{ км/сек}$ , что свидетельствует о хороших оптических и механических качествах спектрографа. Следует отметить, что универсальный спектрограф обсерватории в Виктории может использоваться и как призмный и как дифракционный. Включение в него дифракционной решетки показано на рис. 176 пунктиром.

**§ 86. Спектрограф для фокуса кудэ.** В настоящее время спектрографы для неподвижного фокуса телескопа (фокус кудэ) разработаны как в призмном, так и в дифракционном вариантах. Для спектрографов вообще, а для фокуса кудэ в особенности, необходимо собрать от звезды наибольшее количество света. Для этого необходимо входную щель раскрывать до ширины  $s$ , при которой почти весь видимый турбулентный диск звезды с диаметром  $\tau''$  полностью в нее «провалится». Но при этом также необходимо, чтобы изображение входной щели в фокальной плоскости камеры с фокусным расстоянием объектива  $f_2$  не превысило бы линейную разрешающую силу фотографической эмульсии  $\Delta$ , т. е.  $s' = \Delta$ . Предполагая, что угловое меридиональное увеличение дисперсионной системы равно единице (как, например, для призмы в ми-

нимуме отклонения) и что плоскость спектра перпендикулярна к оптической оси камеры, имеем

$$s' = s \frac{f_2}{f_1}, \quad (3.34)$$

где  $f_1$  — фокусное расстояние объектива или зеркала коллиматора, а  $f_2$  — фокусное расстояние камеры. Обозначим через  $D$  диаметр и через  $F$  фокусное расстояние объектива или зеркала телескопа. Изображение турбулентного диска, или диска дрожания, на щели спектрографа, равное ширине щели для оптимального использования света, будет иметь линейный диаметр

$$s = \frac{\tau'' F}{2,06 \cdot 10^5}. \quad (3.35)$$

Подставляя выражение (3.35) в формулу (3.34) и учитывая, что  $s' = \Delta$ , получим

$$s \approx \frac{\tau'' F}{2,06 \cdot 10^5} \cdot \frac{f_2}{f_1} \approx \Delta. \quad (3.36)$$

Пусть через  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  обозначены действующие относительные отверстия (в монохроматическом свете) систем коллиматора и камеры. При этом необходимо, чтобы  $\beta_1 \approx D/F$  и  $f_2/f_1 \approx \beta_1/\beta_2 \approx D/F \beta_2$ . Тогда из (3.36) следует, что

$$\beta_2 \approx \frac{2,06 \cdot 10^5}{\tau'' \cdot D} \cdot \Delta. \quad (3.37)$$

Фактическое же относительное отверстие объектива (зеркала или системы) камеры всегда делается большим, чем в монохроматическом свете. Это необходимо для того, чтобы поле камеры не было виньетированным для всего диапазона спектра, ибо из дисперсионной системы выходит расходящаяся система параллельных монохроматических пучков излучения. Так как величина  $D$  обычно задается в метрах, а  $\Delta$  — в миллиметрах, то формула (3.37) переписется в следующем виде:

$$\beta_2 \approx \frac{206 \Delta \text{ (мм)}}{\tau'' D \text{ (м)}}. \quad (3.38)$$

Следовательно, если ставится задача использования всего света и всей линейной разрешающей силы приемника излучения, то относительное отверстие оптики камеры не произвольно, а определяется значениями  $D$ ,  $\tau''$ ,  $\Delta$ . Принимая  $D = 3,96$  м (телескоп, проектируемый для Канады) и  $\Delta = 0,018$  мм, получим

$$\beta_2 \approx \frac{0,935}{\tau''}. \quad (3.39)$$

Если в среднем  $\tau'' = 2''$ , то получается  $\beta_2 \approx 1/2$ . Таким образом, оказывается, что для экономного использования света звезды относительное отверстие и светосила объектива камеры спектрографа должны быть высокими. Такую камеру можно употреблять лишь при малых дисперсиях. При еще лучших изображениях, когда  $\tau'' \approx 0,5$ , получается  $\beta_2 \approx 2$ , что является теоретическим пределом для объективов без иммерсии вообще.

Желание получить большие разрешающие силы и дисперсии в кудэ-спектрографах приводит к необходимости употребления длиннофокусных и поэтому малосветосильных камер. Но тогда приходится брать очень узкие входные щели, что неизбежно приводит к потере света звезды на щели. Для сокращения выдержек применяются оптические устройства, растягивающие изображение вдоль щели. При этом спектр на фотопластинке расширяется (даже без «прогонки» звезды вдоль высоты щели) и перед фокальной плоскостью приходится ставить собирательную цилиндрическую линзу.

Оптическая схема и конструкция спектрографа для фокуса кудэ могут быть весьма разнообразными, в зависимости от конструкции телескопа и поставленной задачи. Хорошо зарекомендовал себя универсальный спектрограф кудэ 2,5-м телескопа обсерватории Маунт Вилсон, показанный на рис. 182 (дифракционный вариант). Он имеет: входную щель  $S$  и зеркальный коллиматор  $M_1$  с фокусным расстоянием  $f_1=275$  см, дифракционную решетку  $G$  и три сменные камеры. Первая камера — зеркальная, со сферическим зеркалом  $M_2$  диаметром 91 см (для обеспечения широкой спектральной области) и фокусным расстоянием  $f_2=290$  см. Вторая камера системы Шмидта имеет сферическое зеркало  $M_3$  диаметром 56 см и фокусным расстоянием  $f_2=185$  см и коррекционную пластинку  $K$ . Третья камера — тоже системы Шмидта

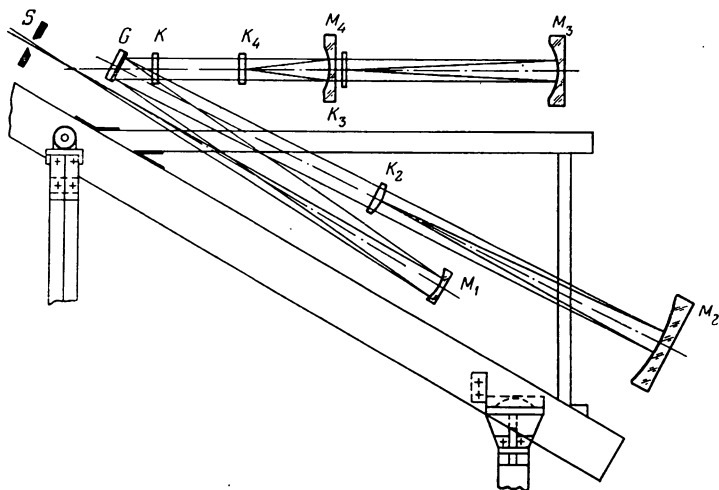


Рис. 182.

со сферическим зеркалом  $M_4$  того же диаметра с фокусным расстоянием  $f_2=81$  см. Коррекционная пластинка для этой камеры устанавливается приблизительно в том же месте  $K$ , но, конечно, она другая.  $K_2$ ,  $K_3$ ,  $K_4$  на рис. 182 обозначают положение кассетодержателей камер с фотопластинками (так как инструмент фотографический). При работе второй камеры оптика и кассета третьей убираются. Спектрограф кудэ на 5-м Паломарском телескопе имеет коллиматор с диаметром зеркала 30,5 см, составную дифракционную решетку — эшелетт, зеркальную камеру с фокусным расстоянием  $f_2=366$  см и три сменные камеры Шмидта с диаметрами сферических зеркал приблизительно 184, 92 и 46 см. Коррекционные пластинки помещаются непосредственно перед дифракционной решеткой, что обеспечивает большее поле. Самая светосильная, четвертая камера Шмидта ( $\beta_2=1/0,7$ ) обеспечивает работу с широкой входной щелью настолько, что при хороших изображениях используется весь свет от звезды. В ряде обсерваторий была испытана система поддержания постоянной температуры до  $\pm 0,1$  °C в кабине спектрографа для фокуса кудэ посредством подогрева водой, циркулирующей в полых стенах. Однако в случае малых колебаний температуры в месте наблюдения при хорошей термоизоляции прибора можно обойтись и без принудительного термостатирования.

**§ 87. Новые направления в оптических схемах спектрографов.** За последние годы специалисты все более и более отходят от классических схем спектрографов. Широко начинают применяться в астроспектроскопии спектрографы с интерферометром Фабри—Перо, устанавливаемом за монохроматом.

Для монохроматора чаще используется дифракционная схема. Входная щель берется настолько широкой, чтобы при средних качествах изображений пропустить весь свет от звезды. Ширина же выходной щели задается размером входной щели и полосой спектра, в зависимости от задачи. Далее через коллиматор пучок подается на интерферометр Фабри—Перо и затем фокусируется объективом камеры на фотоумножитель. Сканирование спектра осуществляется, например, поворотом интерферометра.

Весьма перспективными оказались интерференционные спектрометры с селективной амплитудной модуляцией, сокращенно СИСАМы, а также и фурье-спектрометры с частотной модуляцией проходящего излучения. В этих приборах, в сущности, обычной дисперсионной части спектрального аппарата нет и выделение спектральных линий получается за счет модуляции излучения. СИСАМ был в простейшем виде разработан П. Конне. Его основой служил интерферометр Майкельсона, в котором два зеркала заменены на дифракционные решетки  $G_1$  и  $G_2$  (рис. 183). На них падают параллельные пучки лучей и для заданного волнового числа  $\sigma = 1/\lambda$  отражаются в обратном направлении. Далее обозначим:  $S$  — светоделительная полупрозрачная пластинка,  $C$  — компенсатор разности хода,  $d$  — небольшое входное отверстие и ФЭУ — приемник излучения. Линза  $L_1$  создает параллельный пучок лучей, а  $L_2$  — поток излучения. Если свет монохроматический, решетки заменены взаимно перпендикулярными зеркалами (и перпендикулярными оптическим осям), то между пучками в двух плечах интерферометра создается разность хода  $\Delta$ , которую можно менять, например, покачиванием компенсатора  $C$ . Колебания в излучениях, прошедших два плеча прибора, можно записать (согласно К. И. Тарасову) в следующем виде:

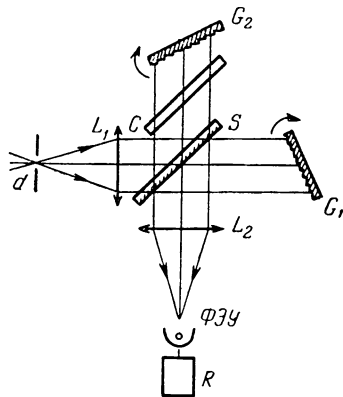


Рис. 183.

$$y_1 = a \sin 2\pi \frac{t}{T}, \quad y_2 = a \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} + \sigma \Delta \right).$$

Здесь  $T$  — период колебаний,  $2\pi\sigma\Delta$  — сдвиг фаз, например, при повороте компенсатора. Вследствие интерференции получается результирующее колебание

$$y = y_1 + y_2 = A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} + \frac{\Delta\sigma}{2} \right),$$

где  $A = 2a \cos \pi\sigma\Delta$ . Поток излучения, попавший на приемник через усилитель, детектор, фильтр и т. д., поступает в виде сигнала на регистратор  $R$ . Этот поток излучения пропорционален квадрату амплитуды колебания  $\Phi = A^2$ , поэтому

$$\Phi = 2a^2(1 + \cos 2\pi\sigma\Delta) = \Phi_0(1 + \cos 2\pi\sigma\Delta). \quad (3.40)$$

Если одно из зеркал перемещается с постоянной скоростью  $v$ , то разность хода  $\Delta = vt$  и выходящее излучение будет промодулировано с частотой  $f = \sigma v$  и

$$\Phi = \Phi_0(1 + \cos 2\pi f t). \quad (3.41)$$

Но вместо зеркал используются дифракционные решетки. Если свет не монохроматический, то для волнового числа  $\sigma_1 \neq \sigma$  модуляция будет менее глубокой. Если же решетки повернуть так, чтобы эти лучи шли по прежнему на-

правлению, то модуляция станет глубокой для волновых чисел  $\sigma_1$  и не глубокой для  $\sigma$ . Выходящий световой поток быстро уменьшается по величине с ростом разности  $|\sigma - \sigma_1|$ . Именно поэтому называют прибор *селективным модулятором*. При вращении прибора в одном направлении с постоянной скоростью спектр сканируется и может быть записан в широком диапазоне регистратором. Инструментальный профиль (аппаратная функция) может быть очень узким и теоретическая разрешающая сила высокой.

Если ввести яркость  $B_\sigma$  источника на малой входной диафрагме интерферометра Майкельсона, то

$$\Phi = q \cdot B_\sigma (1 + \cos 2\pi\sigma\Delta),$$

где  $q$  — коэффициент пропорциональности. Если же свет не монохроматический, то выходящий поток будет состоять из двух частей, постоянной и переменной:

$$\begin{aligned} \Phi &= c \int_0^\infty q B_\sigma (1 + \cos 2\pi\sigma\Delta) d\sigma = c \int_0^\infty q B_\sigma \cos 2\pi\sigma\Delta d\sigma = \\ &= \text{const} + cq B_\sigma \int_0^\infty \cos 2\pi\sigma\Delta d\sigma = \Phi_1 + \Phi_2. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Если после фотоумножителя стоит усилитель переменного тока, то самописцем будет зарегистрирована только вторая составляющая. Из условия симметрии функции она может быть записана так:

$$\Phi_2 = \frac{cqB_\sigma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \cos 2\pi\sigma\Delta d\sigma. \quad (3.43)$$

Значение  $\Phi_2$  регистрирует фурье-спектрометр при изменении  $\Delta$ . Косинусное преобразование Фурье выражения (3.43) дает яркость в зависимости от волнового числа, т. е. спектр

$$B_\sigma = \frac{2}{qc} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_2 \cos 2\pi\sigma\Delta d\Delta. \quad (3.44)$$

Трудоемкие вычисления функции  $B_\sigma$  выполняются на ЭВМ. Разрешающая сила прибора может быть высокой, а телесный угол, охватываемый диафрагмой  $d$ , как и для СИСАМа,

$$\Omega = \frac{2\pi}{R_0},$$

где  $R_0$  — теоретическая разрешающая сила. Подобные приборы используются в астрофизике еще очень редко.

В самое последнее время в физической спектроскопии появились принципиально новые методы получения информации. Среди них особое место занимают следующие методы.

1. Растровая модуляция световых потоков в спектрографах или, точнее, в спектрометрах и сканирующих (по спектру) монохроматорах. Их входные и выходные щели, в отличие от обычных спектрографов, заменены плоскими двумерными или даже более сложными растрами. Выходной растр является полной копией изображения входного растра. Растры колеблются периодически в своей плоскости, перпендикулярно к оптической оси. При полном совпадении заданного рисунка изображения входного растра с выходным сигнал на выходе приемника излучения

получается максимальным, а при их несовпадении сигнал быстро падает. Подобные спектральные приборы имеют большую светосилу и высокую разрешающую силу. В простейшем случае растры представляют собой миру с черно-белыми, т. е. непрозрачными и прозрачными, взаимно параллельными полосами. Растры могут быть и в виде коротких, тоже черно-белых штрихов или точек, разбросанных в более выгодном случае по растру хаотически. Большие теоретические исследования и создание работающих макетов подобных приборов в СССР было выполнено, в частности, К. И. Тарасовым и К. Н. Чиковым. Развитие растровых методов открывает новые перспективы и получило уже название Адамар-спектроскопии (по имени французского математика Ж. Адамара идеи которого используются при расчетах растра).

2. С п е к т р о с к о п и я   о п т и ч е с к о г о   с м е ш е н и я. В этом методе спектральный прибор в основном сохраняется, но на его выходе производится смешение излучения исследуемой спектральной линии и очень близкой строго монохроматической линии в спектре лазера, аналогично схеме гетеродина в радиотехнике. При этом большие, суммарные частоты не пропускаются, а разностные соответствуют радиодиапазону, в котором и регистрируются обычной радиотехнической аппаратурой. Существенно, что при этом профиль наблюдаемой спектральной линии практически не изменяется, ибо лазерная линия очень узка. Преимуществом этого нового метода является большая светосила и высокая разрешающая сила, до  $10^7$ — $10^8$ ! Такое разрешение близко к предельному, где ограничением служит естественная ширина атомных и молекулярных уровней. Недостатком метода является узость участка спектра, доступного для одновременного сканирования.

3. Р е з о н а н с н а я   с п е к т р о с к о п и я основана на резонансном поглощении излучения исследуемого источника в газовой среде лабораторного источника. Совмещение спектральной линии последнего с исследуемой линией осуществляется при помощи регулируемого магнитного поля, вызывающего расщепление линий в спектре лабораторного источника. Магнитный сдвиг компонентов расщепления спектральной линии известен, что позволяет точно определить длину волны в спектре исследуемого источника.

4. Г о л о г р а м м н а я   с п е к т р о с к о п и я основана на применении лазера.

Эти методы начинают широко применяться в лабораторной практике, но в астроспектроскопии использование их встречает очень большие трудности, в частности, связанные с нестабильностью сигнала, обусловленной земной атмосферой при наземных наблюдениях и его слабостью. Поэтому к настоящему времени в астроспектроскопии имеются лишь отдельные попытки применения перечисленных, безусловно интересных и прогрессивных методов.

**§ 88. Светосила призмных и дифракционных звездных спектрографов.** Стремление обеспечить получение максимальной информации о звездах разных типов, включая наиболее интересные достаточно слабые звезды, вынуждает применять спектральные приборы не столько высокой разрешающей силы и большой дисперсии, но в первую очередь максимально высокой светосилы. В оптике светосилу определяют, в зависимости от типа приемника излучения, по о с в е щ е н н о с т и в случае применения фотопластинок и ЭОП и по п о т о к у в случае применения ФЭУ и тепловых приемников. В астроспектроскопии, где приходится наблюдать слабые объекты и поэтому применяют фотопластины, дающие возможность длительно накапливать сигнал, важно пользоваться первым определением светосилы, т. е. отношением освещенности в плоскости спектра к яркости объекта. Но такое определение в астроспектроскопии, особенно для звезд, неудобно из-за неопределенности в определении яркости объекта. Существует много определе-

ний светосилы спектрографа с фотопластинкой в качестве приемника излучения. Мы будем придерживаться определения И. Боуэна, согласно которому под термином *светосила спектрографа* подразумевается такая его характеристика, которая учитывает действие комбинации телескопа со спектрографом как единой системы, дающей определенную освещенность в плоскости спектра и потому задающей относительную скорость получения спектрограммы в каждом конкретном случае. Поэтому в английской литературе эта характеристика называется «speed», т. е. дословно скорость, а в применении к оптической системе именно светосила. В русской литературе в большинстве ее называют *световой эффективностью*, просто эффективностью или же светосилой. Для удобства сравнения разных инструментов, светосилу определяют отношением энергии, падающей на единичную площадку спектра, к энергии, падающей на круглую площадку единичного диаметра на поверхности питающего объектива или зеркала в интервале длин волн в  $1 \text{ \AA}$ .

При расчете светосилы звездных спектрографов, для упрощения, предполагается, что: 1) диск звезды квадратный и постоянной яркости, 2) спектр непрерывный и яркость его не меняется с длиной волны, 3) потерь в оптическом тракте нет (ибо они очень различны в разных спектрографах), 4) диск звезды обусловлен только атмосферным волнением и называется диском дрожания (поскольку дифракционный диск Эри практически никогда не виден) и 5) фокальная плоскость камеры, или плоскость спектра, перпендикулярна к ее оптической оси. Ниже приведены результаты расчетов И. Боуэна отдельно для призменной или дифракционной камеры и для щелевого спектрографа.

а) Камера с предобъективной призмой или решеткой. Угловой размер диска дрожания колеблется в больших пределах:  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6} \div 50 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$ , или  $0",5 \div 10"$ , в зависимости от атмосферных условий. В расчетах используют  $\tau = 6 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$ , или  $1",25$ , что соответствует хорошим изображениям. При очень хороших и хороших изображениях линейное разрешение призменной или дифракционной камеры определяется в основном фотоэмульсией и составляет для употребляющихся в астро-спектроскопии эмульсий  $R_{\phi} = 0,015 \div 0,020 \text{ мм}$ . В среднем можно принять  $R_{\phi} = 0,018 \text{ мм}$  или  $N \approx 56 \text{ лин/мм}$ . При средних же и плохих изображениях линейное разрешение ограничивается размером диска дрожания звезды, т. е. атмосферным волнением. Граница между указанными двумя случаями соответствует некоторому среднему фокусному расстоянию  $F_0$ , определяемому из соотношения  $F_0 \tau = R_{\phi}$ , т. е. при  $\tau = 5 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$  и  $R_{\phi} = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$   $F_0 = 3000 \text{ мм} = 3 \text{ м}$ . При  $F \leq F_0$  линейное разрешение в спектре в интервалах длин волн определяется эмульсией, т. е.  $\Delta\lambda = R_{\phi} K_{\lambda}$ , где  $K_{\lambda}$  — обратная линейная дисперсия, а при  $F > F_0$  оно определяется размером диска дрожания  $\tau$ , т. е.  $\Delta\lambda = \tau F K_{\lambda}$ . Увеличить спектральное разрешение можно за счет уменьшения  $K_{\lambda}$ , т. е. за счет увеличения линейной дисперсии  $1/K_{\lambda}$ .

Практически удобно вычислять относительные световые эффективности для камеры без призмы и с призмой (или решеткой). Поток света через объектив пропорционален  $D^2$ , а средняя освещенность в фокальной плоскости камеры будет пропорциональна

$$\frac{D^2}{\tau^2 F^2}.$$

На круглую площадку объектива или зеркала с единичным диаметром в интервале длин волн в  $1 \text{ \AA}$  и при диапазоне чувствительности фотоэмульсии и пропускаемости оптики ( $\lambda_2 - \lambda_1$ ) падает поток излучения, пропорциональный



$(\lambda_2 - \lambda_1)^{-1}$ . Поэтому светосила камеры без призмы или решетки будет равна

$$I'_k = \frac{D^2}{\tau^2 F^2} (\lambda_2 - \lambda_1). \quad (3.45)$$

Если качество изображений диска дрожания таково, что  $\tau F \approx R_\Phi$ , где  $R_\Phi$  — линейное разрешение фотоэмульсии, то

$$I'_k = \frac{D^2 (\lambda_2 - \lambda_1)}{R_\Phi^2}. \quad (3.46)$$

Для камеры же с предобъективной призмой или дифракционной решеткой входящий в объектив или зеркало световой поток распределяется в фокальной плоскости на площади, равной  $W \cdot \frac{1}{K_\lambda} (\lambda_2 - \lambda_1)$ , где  $K_\lambda$  — обратная линейная дисперсия, а  $W$  — ширина спектра ( $W = \tau$ , когда расширение спектра не производится и он выглядит «ниточкой»). Следовательно, средняя освещенность в плоскости спектра будет пропорциональна

$$\frac{D^2 K_\lambda}{W (\lambda_2 - \lambda_1)},$$

и соответственно приведенному выше определению, относя к интервалу длин волн в 1 Å, получаем для светосилы спектральной камеры

$$I_c = \frac{D^2 K_\lambda}{W}. \quad (3.47)$$

Беря отношение светосилы спектральной камеры (3.47) и камеры без призмы и решетки (3.46), получим относительную светосилу:

$$P_R = \frac{I_c}{I'_k} = \frac{K_\lambda R_\Phi^2}{W (\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (3.48)$$

Проигрыш в звездных величинах при работе со спектральной камерой по сравнению с прямым фотографированием будет

$$-\Delta m = -2,5 \lg P_R.$$

Например, при  $K_\lambda = 200 \div 300 \text{ Å/мм}$ ,  $(\lambda_2 - \lambda_1) = 1000 \div 1400 \text{ Å}$  (несенсибилизированные фотоэмульсии) и  $W = 0,2 \div 0,3 \text{ мм}$ , получается:  $-\Delta m \approx 8 \div 10^m$ .

Согласно данным Паломарской обсерватории предельная звездная величина при прямом фотографировании звезд на несенсибилизированных фотопластинках составляет  $18^m,5 + 5 \lg F$ , где  $F$  выражено в метрах. Для 121-см телескопа системы Шмидта, у которого  $F \approx F_0 = 3 \text{ м}$ , это соотношение дает  $21^m$ . Таким образом, предельная звездная величина для того же телескопа, но с призмой или решеткой (время выдержки в обоих случаях ограничивается вуалирующей засветкой от фона неба) должна быть  $12^m$ . Увеличение  $K_\lambda$  или уменьшение  $W$  может дать выигрыш еще в  $1-2^m$ , но не более. Увеличение отношения  $F/F_0$  до 2,5 при том же спектральном разрешении может дать еще выигрыш в  $1^m$ .

б) Щелевой спектрограф. Если ширина входной щели спектрографа такова, что сквозь нее проходит все изображение звезды (условно квадратное с постоянной яркостью), т. е.  $h = \tau^2 F^2$ , то при достаточно монохроматическом излучении в фокальной плоскости камеры спектрографа с фокусным расстоянием  $f_2$  ширина ее изображения перпендикулярно дисперсии будет  $h' = \tau F \frac{f_2}{f_1}$ , где  $f_1$  — фокусное расстояние коллиматора. Но поскольку

относительные отверстия телескопа и коллиматора приблизительно равны, т. е.  $D/F \approx d_1/f_1$ , а при приблизительном равенстве диаметров отверстий коллиматора и камеры в монохроматическом свете  $d_1 \approx d_2 \approx d$  ширина спектра будет  $h' = \tau f_2/c$ , где  $c = d/D_1$ , или же, вводя угловую дисперсию  $\alpha_\lambda$  в  $\text{рад}/\text{\AA}$  и обратную линейную  $K_\lambda = 1/\alpha_\lambda f_2$ , получим (пренебрегая дифракцией)

$$h' = \frac{\tau}{c \alpha_\lambda K_\lambda}. \quad (3.49)$$

Вдоль же дисперсии размер монохроматического изображения в плоскости спектра, без расширения, будет равен при широкой входной щели

$$s' = \gamma h' = \frac{\tau \gamma}{c \alpha_\lambda K_\lambda}, \quad (3.50)$$

где  $\gamma$  — угловое меридиональное увеличение (или уменьшение) дисперсионного узла спектрографа.

Интересно сравнить полученные значения для телескопа со спектрографом и для питающего его объектива (или зеркала) телескопа, направленного на небо без спектрографа. В последнем случае, также для монохроматического изображения, получаем

$$h' = \tau F = \tau D \left( \frac{F}{D} \right),$$

а для того же телескопа в комбинации со спектрографом мы имели в § 86

$$h' = \frac{\tau}{c} f_2 = \tau D \left( \frac{f_2}{d} \right), \quad s' = \tau D \left( \frac{f_2}{d} \right) \gamma.$$

Таким образом, считая  $\gamma \approx 1$ , мы видим, что система телескоп+спектрограф эквивалентна одиночной линзе (или зеркалу) с диаметром  $D$  и с ее относительным фокусным расстоянием (обратное относительное отверстие)  $F/D$ , равным относительному фокусному расстоянию камеры спектрографа  $f_2/d$ .

При вычислении светосилы щелевого спектрографа различают три возможных случая:

1)  $s' < R_\phi$ ,  $W > h'$  и входная щель раскрыта настолько, что весь свет от условно квадратного (с постоянной яркостью) диска дрожания проходит в спектрограф. Светосила при ширине спектра  $W$  равна

$$I_1 = \frac{D^2 K_\lambda}{W}. \quad (3.51)$$

Это выражение совпадает с таковым для призмной (или дифракционной камеры) (3.47).

2)  $s' > R_\phi$ ,  $W > h'$ . В этом случае непрерывный спектр шире  $h'$ ,  $W$  — ширина спектра, ибо предполагается, что производится искусственное расширение спектра, но не на щели, а, например, в кассете. Светосила получается равной

$$I_2 = \frac{D^2 R_\phi c \alpha_\lambda K_\lambda^2}{\tau \gamma W (\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (3.52)$$

3)  $s' > R_\phi$ ,  $W < h'$ . В этом случае для сохранения разрешающей силы снова  $s' > R_\phi$  и поэтому (без расширения)

$$s \leq R_\phi \frac{f_1}{f_2}, \quad h = \tau F,$$

но

$$h' = h \frac{f_2}{f_1} = \tau F \frac{f_2}{f_1}.$$

Светосила получится равной

$$I_3 = \frac{D^2 R_{\phi} c^2 \alpha_{\lambda}^2 K_{\lambda}^3}{\tau^2 \gamma}. \quad (3.53)$$

Был изучен вопрос о светосиле спектрографов только в случае звездных, т. е. точечных источников с непрерывными спектрами (и линиями поглощения). Для случая протяженных источников приведенные формулы, как выяснил И. Боуэн, тоже пригодны. Надо только использовать второй случай, т. е. формулу (3.52) и заменить размеры диска дрожания  $\tau$  на фактически угловые размеры источника. В случае эмиссионных линий при больших дисперсиях (когда ширина линии больше изображения входной щели в фокальной плоскости камеры) также можно использовать те же формулы (для приближенных расчетов).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бабушкин С. Г. и др., Оптико-механические приборы, «Машиностроение», 1965.
2. Герасимов Ф. М., Изготовление и исследование дифракционных решеток, изд. ГОИ, Л., 1967.
3. Герасимов Ф. М., Тр. ГОИ 29, вып. 158, 1965.
4. Герасимов Ф. М., Опт.-мех. пром. № 10 и 11, 1965.
5. Горский С. М., Зверев В. А., Иванова Г. К., Новая техника в астрономии, вып. 3, Л., 1970.
6. Жакино П., УФН 78, 123, 1962.
7. Королев Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, Гостехиздат, М., 1953.
8. Куликовская Н. И., Опт.-мех. пром. № 4, 1957.
9. Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, изд. 2-е, «Наука», 1967.
10. Методы астрономии, под ред. В. А. Хилтнера, «Мир», 1967, гл. 2.
11. Нагибина И. М., Прокофьев В. К., Спектральные приборы и техника спектроскопии, изд. 2-е, «Машиностроение», 1967.
12. Раутиан С. Г., УФН 66, 475, 1956.
13. Тарасов К. И., Спектральные приборы. «Машиностроение», 1968.
14. Вакер J. G., Proc. Amer. Phil. Soc. 82, 322, 1940.
15. Bowen I. S., ApJ 116, , 1952.
16. Bowen I. S., PASP 69, 377, 1955.
17. Bowen I. S., ApJ 88, 113, 1938.
18. Bowen I. S., Richardson E. H., PASP 78, 436, 1966.
19. Connnes J., Connnes P., JOSA 56, 896, 1966.
20. Dunham Th., Vistas in Astronomy 2, 1956.
21. Hendriks D. O., PASP 51, 158, 1959.
22. Linfoot E. H., M. N. 121, 115, 1960.
23. Minnaert M., Mulders G. F. W., Houtgast J., Photometric Atlas of the Solar Spectrum 3332 Å to 8771 Å. Schnabl, Amsterdam, 1940.
24. Platzeck R. T., Lindi D., Boll. Ass. Argentina de Astr. N 7, 29, 1964.
25. Struve O. L., Sky a. Tel. 16, 536, 577, 1957.
26. Wright W. H., Publ. Lick Obs. 9, p. 3, 25, 1907.

## СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД

§ 89. Краткая история спектральной классификации нормальных звезд. Начало изучения звездных спектров относится к 1817 г., когда Фраунгофер опубликовал первое описание спектров нескольких ярких звезд. Наблюдения производились с небольшой предобъективной призмой. В 1823 г. Фраунгофер опубликовал более подробные наблюдения, которые производились камерой с объективом диаметром в 11 см, снабженной нитяным микрометром. Спектры Марса и Венеры оказались тождественными с уже хорошо известным спектром Солнца. В спектрах исследованных им немногих ярких звезд Фраунгофер отождествил ряд линий с линиями солнечного спектра, но в то же время установил присутствие и новых линий и полос. Таким образом, стало очевидным разнообразие звездных спектров. После большого перерыва работами Донати в 1860—1862 гг. начинаются попытки выработки системы классификации звездных спектров. В 1867 г. Секки опубликовал свой последний вариант классификации, состоящей из пяти классов, обозначавшихся римскими цифрами; критерием классификации был цвет звезд, а для красных и темно-красных звезд — вид полос поглощения. К V классу относились звезды с изолированными эмиссионными линиями.

В 1885 г. визуальные наблюдения и измерения спектров были заменены фотографированием (на Гарвардской обсерватории). Тогда же было начато систематическое фотографирование спектров звезд на всем небе с целью составления большого каталога спектров, так называемого каталога Генри Дрепера (сокращенное обозначение HD). Для этого каталога в 1890 г. была разработана классификация Пиккеринга—Флеминг, состоящая из 16 классов, которые обозначались латинскими буквами в порядке алфавита, от A до Q включительно. После небольших изменений Гарвардская система была окончательно выработана А. Кэннон ко времени выпуска в свет каталога Дрепера в 1918—1924 гг. После этого Гарвардская система классификации была модернизирована (в соответствии с новейшими успехами в астроспектроскопии) для звезд Вольфа—Райе, горячих звезд класса O и для низкотемпературных звезд. В § 90 эта классификация приводится в ее окончательном виде, одобренная Международным Астрономическим союзом.

Основной в настоящее время каталог звездных спектров — каталог Дрепера — напечатан в 91—99 томах «Анналов» Гарвардской обсерватории. Он содержит спектральные классы 225 300 звезд, распределенных по всему небу. В него вошли все звезды до  $8^m,25$  визуальной и значительное число более слабых, до  $9^m,5$  в северном полушарии и до  $10^m,5$  — в южном. Вся работа по классификации этих звезд была выполнена одной сотрудницей обсерватории А. Кэннон в течение четырех лет. Такая постановка дела обеспечила однородность классификации для всего каталога. Впоследствии А. Кэннон классифицировала дополнительно около 72 000 спектров более слабых звезд, до  $11^m,5$  в избранных участках и зонах неба; результаты этой работы помещены в 100-м томе «Анналов» Гарвардской обсерватории под названием «Продолжение каталога Генри Дрепера». Со времени окончания каталога Дре-

пера были произведены многочисленные классификации звездных спектров более слабых звезд, до  $13^m,5$ , на многих участках неба, например, в Млечном Пути, в звездных скоплениях и др., для тех или иных исследований. На Гамбургской обсерватории была произведена классификация спектров в «Избранных площадях Каптейна» северного неба от полюса до склонения  $+45^\circ$ . Предполагается классифицировать спектры в 115 «Избранных площадях» до экватора общим количеством до 155 000 звезд с гарантированной для всех площадей предельной величиной  $12^m,5$ . В опубликованной части предельная величина слабее, достигая примерно  $13^m,5$ .

## § 90. Основы Гарвардской спектральной классификации.

### Туманности.

**Pa.** Типичная туманность IC 418. Двойная линия 3726, 3729 Å более выдается, нежели главные небулярные линии 5007 и 4959 Å. Яркие водородные линии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $H_\epsilon$  и  $H_\zeta$ .

**Pb.** Типичная туманность — большая туманность в Орионе. Линии 5007 и 4959 Å интенсивнее, нежели в классе Pa.

**Pc.** Типичная туманность IC 4997. Наиболее выдающаяся линия 4363,4 Å.

**Pd.** Типичная туманность NGC 6826. Главная небулярная линия 5007,0 Å является наиболее интенсивной. К этому и следующему классам принадлежит большое число газовых туманностей.

**Pe.** Типичная туманность NGC 7662. Этот класс отличается от Pd присутствием линии He II 4685,7 Å.

**Pf.** Типичная туманность NGC 40. Яркая полоса C III 4650 Å является наиболее выдающейся особенностью этого спектра.

### Звезды типа Вольфа — Райе.

Эти звезды разделяются на две последовательности — *азотную* и *углеродную*, обозначаемые соответственно WN и WC. Азотная последовательность характеризуется эмиссионными полосами N III 4099 Å (сливается с  $H_\beta$ ) и 4640 Å; N IV 3483, 4057, 4939, 5806 Å; N V 4605, 4622, 4945 Å. Углеродная последовательность: C II 4267 Å; C III 3609, 4187, 4325, 4650, 5696 Å; C IV 4441, 4658 (сливается с 4650 Å), 4786, 5812 Å; O II 4154, 4317, 4349, 4366, 4415, 4417 Å; O III 3714, 3760, 3961 Å; O IV 3385, 3405, 3412, 3562, 3725, 3736 Å; O V 5470, 5592 Å; O VI 3815, 3835 Å. Полосы He I и He II — общие для обеих последовательностей.

**WN 5.** Типичная звезда HD 187 282. Отношение интенсивностей; 4605—4622/4686=0,2; 5875/5411=0,1; 4945 Å присутствует.

**WN 6.** Типичная звезда HD 191 765. Отношение 5875/5411=0,5; сильная полоса 4600—4660, есть 4938 Å.

**WN 7.** Типичная звезда HD 151 932. Отношения: 4640/4686=0,5; 5875/5411=1,5.

**WN 8.** Типичная звезда HD 177 230. Отношения: 4640/4686=1,5; 5875/5411=5,0.

**WC 6.** Типичная звезда HD 16 523. Отношения: 5696/5812=0,3; 5696/5592=1,2; 4267/4786=0,0. Пары 4650—4686 и 5812—5875 не разрешаются. Ширина полос около 70 Å.

**WC 7.** Типичная звезда HD 192 103. Отношения: 5696/5812=0,7; 5696/5592=8,0; 5875/5411=1,5; 4650/4686=4,0; 4267/4786=1,0. Пара 4650—4686 едва разделяется. Ширина полос около 35 Å.

**WC 8.** Типичная звезда HD 184 738. Отношения: 5696/5812=3,0; 5875/5411=5,0; 4640/4686=9,0; 4267/4786=2,0. Ширина полос около 10 Å.

Остальные номера для обеих последовательностей резервированы для возможных открытий и уточнений. Для звезд с заметно выступающими полосами Вольфа—Райе, спектр поглощения которых не может быть классифицирован, сохраняются старые обозначения каталога Дрепера Oa, Ob, Oc, Od вплоть до дальнейших исследований.

**Oa.** Типичная звезда BD+35° 4013. Широкая яркая полоса с центром у 4650 Å является наиболее заметным признаком класса.  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  в эмиссии, видны и другие эмиссионные полосы, но нет типичных небулярных линий, как, например, 4363 и 5007 Å.

**Ob.** Типичная звезда BD+35° 4001. Широкая яркая полоса 4686 Å — наиболее выделяющаяся. Линии  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  в эмиссии, равно как и серия He II ( $\zeta$  Puppis).

**Oc.** Типичная звезда BD+36°3987. Полосы уже, чем в классах Oa и Ob. Видны хорошо разделяющиеся линии He II 4686 и N III 4634—4642 Å; первая линия в два раза ярче второй. Линии H и He II в эмиссии. Линий поглощения нет.

**Od.** Типичные звезды  $\zeta$  Puppis и  $\lambda$  Cephei. Все линии в поглощении, исключая 4686 и 4638 Å, которые ярки. Наблюдается семь линий поглощения «серии  $\zeta$  Puppis». Линия He I 4471,6 Å очень слаба. Многие слабые темные линии видны между  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  в спектре  $\lambda$  Cephei, но не у  $\zeta$  Puppis. Начиная с этого класса и до A7 балмеровая серия преобладает.

Для новых звезд Международный Астрономический союз рекомендовал классификацию, состоящую из классов Oa, Ob, Oc, Ou, Ox, Oy, Oz и OzSO. Мы здесь не приводим ее описания, так как она практически не употребляется.

**С п е к т р ы з в е з д с л и н и я м и и п о л о с а м и п о г л о щ е н и я**  
(рис. 184).

**O0.** Типичная звезда неизвестна. Этот класс теоретически должен характеризоваться отсутствием линий поглощения, в том числе линий HeII («линий  $\zeta$  Puppis»).

Классы O0—O4 резервированы для будущих открытий.

**O5.** Типичные звезды BD 4°1302 и 35°3930. В этом классе линии нейтрального гелия и ионизованного азота еще не видны. Линии ионизованного гелия («серия  $\zeta$  Puppis» — 5412, 4542, 4200, 4026, 3924, 3858, 3815 Å) имеют максимальную интенсивность сравнительно с балмеровыми сериями водорода. У BD 35°3930 имеются следы эмиссий N III 4634 и 4641 Å. Отношения интенсивностей:  $4472/4542=0,0$ ;  $4542/H_\gamma=0,6$ .

**O6.** Типичные звезды BD 56°2617 и 44°3639. У BD 44°3649 линия Si IV 4089 Å слаба, Si IV 4116 Å отсутствует или очень слаба. Нет следов триплета C III 4647, 4649, 4651 Å. Отношения  $4472/4542=0,8$ ;  $4542/H_\gamma=0,5$ ;  $4089/4097=0,6$ .

**O7.** Типичные звезды S Monocerotis и 9 Sagittae. У 9 Sagittae линии ионизованного азота достигают максимальной силы. Хорошо замечен He I, триплет C III у 4649 Å начинает показываться. Отношения:  $4472/4542=1,4$ ;  $4542/H_\gamma=0,4$ ;  $4089/4097=0,8$ .

**O8.** Типичные звезды  $\lambda_1$  Orionis и A Cygni. Спектр характеризуется уменьшением интенсивности ионизованного азота, усилением линий нейтрального гелия и триплета C III у 4649 Å. У  $\lambda_1$  Orionis более слабые линии гелия 4121, 4144, 4388, 4713 Å довольно сильны и Mg II 4481 Å чуть видна. Отношения:  $4472/4542=2,0$ ;  $4542/H_\gamma=0,3$ ;  $4089/4097=1,0$ .

**O9.** Типичные звезды 10 Lacertae и BD 34°980. Звезда 10 Lacertae характерна силой и резкостью ее линий. Si IV 4089 и 4116 Å достигают макси-

мума, Si III 4552 и 4568 Å едва появляются, Mg II 4481 Å отчетливо видна. Видны линии ионизованного азота, равно как триплет C III у 4649 Å. Линии O III 3962 и 5592 Å сильны. Отношения:  $4472/4542=2,7$ ;  $4542/H_\gamma=0,2$ ;  $4089/4097=1,4$ .

**B0.** Типичная звезда  $\epsilon$  Orionis. Линии водорода усиливаются, «серия  $\zeta$  Purris» видна, но слабо. Триплет O II 4070,0, 4072,5 и 4076,1 Å хорошо

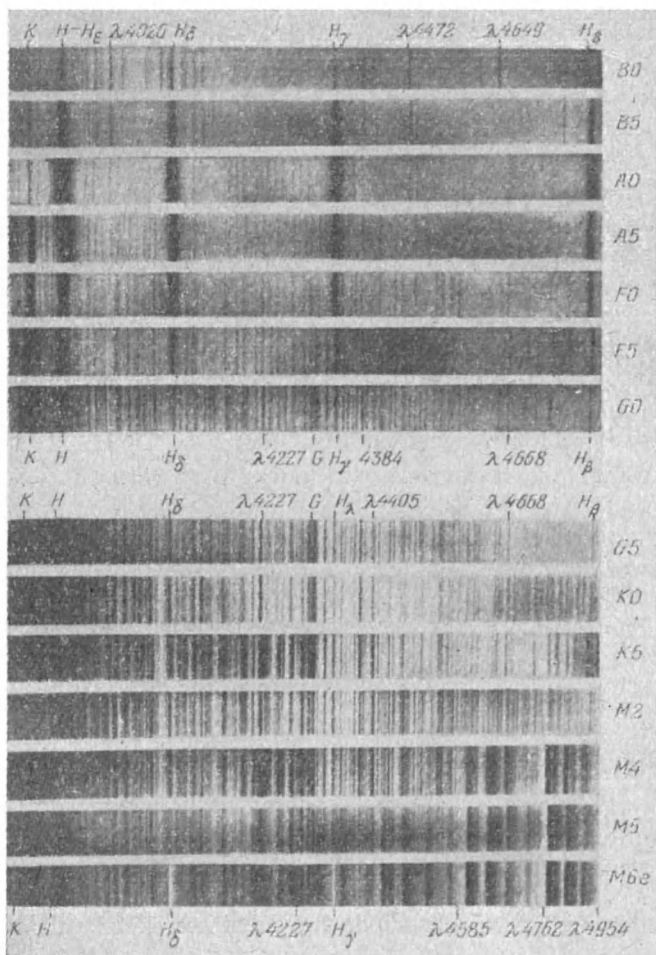


Рис. 184.

виден. Линия 4649,3 Å (здесь по-видимому, бленда линий O II и C III) несколько сильнее линий He I 4026,3 и 4471,6 Å, которые одинаково сильны. Линии 4649,3, 4116,3 и 4089,0 Å достигают максимальной интенсивности и очень быстро уменьшаются в последующих классах.

**B1.** Типичная звезда  $\beta$  Canis Majoris. Бальмерова серия видна от  $H_\beta$  до  $H_\gamma$ . «Серия  $\zeta$  Purris» ионизованного гелия почти не видна. Линии He I интенсивнее, а линии Si IV, C III и O II слабее, чем в классе B0. Линия He I 4471,6 Å сильнее, чем O II 4649,3 Å, а He I 4121,0 Å сильнее Si IV 4116,3 Å. Линии Si III 4552, 4568, 4574 достигают максимальной интенсивности.

**B2.** Типичная звезда  $\gamma$  Orionis. Линии He I достигают максимальной интенсивности в этом и следующем классе. Линия Si IV 4116,3 Å не видна, а линии Si IV 4089,0 и O II 4649,3 Å много слабее, чем в классе B1.

**B3.** Типичная звезда  $\pi^4$  Orionis. Бальмерова серия заметно усиливается. Линии He I, хотя не сильнее, чем в B2, но заметно выступают вследствие исчезновения или крайней слабости линий O II 4070, 4072, 4076 Å; Si IV 4089, 4116 Å; O II 4649 Å. Наиболее сильные линии He I: 3819,8, 4009,4, 4026,3, 4143,9, 4388,1, 4471,6, 4922,1 Å.

**B5.** Типичная звезда  $\eta$  Tauri. Спектры этого класса показывают переход к классу A0 увеличением интенсивности линии K Ca II и двойной линии Si II 4128,1—4131,1 Å, которая сильнее He I 4121,0 и слабее He I 4143,9 Å. Линия Mg II 4481,3 Å равна 0,7 интенсивности He I 4471,6 Å.

**B8.** Типичная звезда  $\beta$  Persei. Линии He I 4026,3 и He I 4471,6 Å видны вместе со многими линиями ионизованных металлов. Линии He I 4471,6 и Mg II 4481,3 Å приблизительно равны. Линия K слабее, чем He I 4026,3 Å.

**B9.** Типичная звезда  $\lambda$  Aquilae. Спектр очень близок к A0, за исключением того, что видна линия He I 4026,3 Å; линия K Ca II несколько слабее, чем в классе A0.

**A0.** Типичная звезда  $\alpha$  Canis Majoris (Сириус). Бальмерова серия водорода максимальной интенсивности, линия K Ca II по интенсивности равна 0,1 H<sub>γ</sub> или менее. Линия H Ca II 3968,6 Å, если отделяется от H<sub>γ</sub> 3970,3 Å, приблизительно такой же интенсивности, как и K Ca II. Линии Si II 4128 и 4131 Å максимальной интенсивности. Могут присутствовать многие слабые линии металлов.

**A2.** Типичная звезда  $\delta$  Ursae Majoris. Интенсивность линии K Ca II составляет от 0,3 до 0,5 интенсивности линий H<sub>γ</sub>. Хорошо видны солнечные линии, особенно Mg II 4481,3, Ca I 4226,9 и Fe II 4233,8 Å. Последние две почти равны. Начиная с этого класса, линии He I не видны.

**A3.** Типичная звезда  $\tau^3$  Eridani. Интенсивность линии K Ca II более 0,5 интенсивности сложной линии H Ca II + H<sub>γ</sub>. Линии металлов многочисленнее и интенсивнее, нежели в классе A2; линии водорода — слегка слабее.

**A5.** Типичная звезда  $\beta$  Trianguli. Интенсивность линии K Ca II равна 0,9 интенсивности сложной линии. H Ca II + H<sub>γ</sub> превосходит интенсивность линии H<sub>γ</sub>. Линия Mg II 4481,3 Å не является наиболее выделяющейся среди солнечных. Линии Fe I 4299,4, Ti II 4300,7 и Fe I 4302,7 Å хорошо видны.

**F0.** Типичная звезда  $\delta$  Geminorum. Водородные линии вдвое слабее, чем в классе A0. Линия K Ca II по интенсивности равна сложной линии H Ca II + H<sub>γ</sub> и приблизительно втрое интенсивнее, нежели H<sub>γ</sub>. Линии Fe I 4305,6, Fe I—Ti II 4308,0, Fe I 4309,5 Å и другие, образующие полосу G, слабы и незаметны.

**F2.** Типичная звезда  $\pi$  Sagittarii. Спектр похож на F0, за исключением того, что замечается больше непрерывности в полосе G вследствие усиления интенсивности линий от 4305,6 до 4315,2 Å.

**F5.** Типичная звезда  $\alpha$  Canis Minoris (Процион). Водородные линии еще остаются наиболее выделяющимися и вдвое интенсивнее, нежели в классе G0, в то время как линии металлов слабее и не столь многочисленны. Интенсивность линии Fe 4325,9 Å составляет 0,1 интенсивности линии H<sub>γ</sub>. На негативах малой дисперсии полоса G представляется почти непрерывной от 4299,4 до 4315,2 Å. Сложная линия 4308,0—4309,5 Å интенсивнее, чем 4315,2 Å. Линия Ca I 4226,9 Å выделяется среди многочисленных линий, но линия H<sub>γ</sub> более чем вдвое интенсивнее ее.



**F8.** Типичная звезда  $\beta$  Virginis. Спектр похож на спектр класса G0, кроме того, что водородные линии сильнее и немногие линии металлов слабее.

**G0.** Типичная звезда  $\alpha$  Aurigae (Капелла). Спектр очень похож на спектр Солнца. Водородные линии не представляются более в виде серии.  $H_\gamma$  в 1,5 раза интенсивнее Fe 4325,9 Å и втрое интенсивнее соседней линии 4337,7 Å при дисперсии, достаточной для разделения этих линий. Линии Fe, Sr II от 4076,8 до 4077,9 Å,  $H_\delta$  и Ca I 4226,9 Å почти равной интенсивности. Полоса G непрерывна на спектрограммах, полученных с одной или двумя призмами. Линии H и K весьма интенсивны.

**G5.** Типичная звезда  $\kappa$  Geminorum. Водородные линии несколько слабее, чем в классе G0. Линия  $H_\gamma$  при слиянии с 4337,7 Å равна 4325,9 Å; Si I 3905 и 4103 Å достигают максимальной интенсивности. Некоторые места кажутся ярче соседних участков и в распределении света в спектре намечается явственный переход к классу K0.

**K0.** Типичная звезда  $\alpha$  Bootis (Арктур). Спектр солнечных пятен. Водородные линии слабее, чем в классе G5;  $H_\gamma$  вдвое слабее Fe 4325,9 Å. Линия Ca I 4226,9 Å втрое сильнее, чем в классе G0, вдвое сильнее сложной линии 4172 Å и приблизительно втрое сильнее линий от 4383 до 4385 Å. Полоса G, простирающаяся от 4299 до 4315 Å, непрерывна и более заметна, чем линия 4226 Å. Линии H и K Ca II достигают наибольшей интенсивности. Непрерывный спектр заметно слабеет в направлении от  $H_\gamma$  к  $H_\epsilon$ . Некоторые участки представляются ярче соседних, например, от 4077,9 Å до  $H_\delta$ , от 4215,9 до 4226,9, от 4470 до 4525 и от 4614 до 4648 Å.

**K2.** Типичная звезда  $\beta$  Cancri. Спектр напоминает класс K5 возросшими интенсивностями некоторых линий, как Ca I 4226,9 Å и общим ослаблением непрерывного спектра в направлении меньших длин волн. Полоса G все еще непрерывна.

**K5.** Типичная звезда  $\alpha$  Tauri (Альдебаран). Линии H и K Ca II и Ca I 4226,9 Å являются наиболее выдающимися. Полоса G теряет непрерывный характер по причине исчезновения ряда более слабых линий. Двойные линии Fe 4383 до 4385 Å и Fe, V 4405 до 4408 Å образуют заметную пару, первый компонент которой несколько сильнее. Видны слабые перерывы непрерывного спектра у 4762, 4954 и 5168 Å — зарождения полос поглощения класса M.

**M0—M2 или Ma.** Типичная звезда  $\alpha$  Orionis (Бетельгейзе). Полосатый спектр. Полосы окиси титана у 4762—4954, 5168—5445 Å хорошо заметны. Видно несколько относительно ярких участков спектра, например, 4556—4586 и 4657—4668 Å. Линии полосы G хорошо разделены и линия 4315,2 Å очень слаба. Линия Ca I 4226,9 Å весьма заметна. Непрерывный спектр к фиолетовому концу настолько слаб, что линии H и K Ca II едва заметны.

**M3—M5 или Mb.** Типичная звезда  $\rho$  Persei. Края полос поглощения TiO у 4762, 4954, 5168 и 5445 Å сильны и несколько походят на яркие полосы постепенно убывающей яркости в сторону фиолетового конца. Заметны столь же интенсивные полосы от 4556 до 4586 и от 4614 до 4626 Å. Линия Ca I 4226,9 Å очень широка и в некоторых спектрах столь же интенсивна, как  $H_\delta$  в спектре Сириуса (A0). От полосы G остаются лишь отдельные линии 4299,4, 4300,7 и бленда 4305,6—4308,0—4309,5 Å. На панхроматических пластинках видны полосы с краями у 5763, 5816, 5857 Å (приблизительно).

**M6—M10 или Mc.** Типичные звезды W Cygni и RX Aquarii. Непрерывный спектр слабее и яркие края полос сильнее, нежели в классах M0 и M3; спектр

принимает «желобчатый» характер. При малой дисперсии многие линии поглощения исчезают из виду.

**M0e, M1e—M10e или Md.** Типичные звезды  $\chi$  Cygni и  $\alpha$  Ceti. Этот класс объединяет все подразделения класса M, если имеется хотя одна эмиссионная линия водорода. Спектры представляют большое разнообразие. Большая часть долгопериодических переменных звезд принадлежит к этому классу.

**S.** Типичная звезда R Geminorum. Характерной чертой является сложная структура области от 4620 до 4660 Å, содержащая много линий поглощения и, возможно, эмиссионных, и обычно головы полос поглощения окиси циркония у 4620 и 4637 Å. Линии поглощения (Ti—Zr) 4536 Å и Ba II 4554 Å очень сильны. Область от 4450 Å к фиолетовому концу похожа на спектр класса M более, чем область, к красному. Непрерывный спектр быстро ослабевает от 4500 Å к фиолетовому концу. Большинство спектров имеет водородные линии излучения, возрастающие по интенсивности с длиной волны.

**R0.** Типичная звезда SD—10°5057. Распределение света аналогично классу G0 или K0 и линии поглощения H и K Ca II хорошо видны. Темная углеродная полоса с центром у 4700 Å широка и интенсивна; темная полоса у 4395 Å по интенсивности приблизительно равна полосе G. Линии Ca 4226,9; Fe 4233,8, 4236,1 и 4239,0 Å хорошо заметны; при малой дисперсии эта область представляется непрерывной полосой поглощения.

**R3.** Типичная звезда BD+5°5223. Линии H и K Ca II видны, но слабее, нежели в классе R0, интенсивность непрерывного спектра между H, K Ca II и  $H_\gamma$  составляет не более 0,5 интенсивности для класса R0.

**R5.** Типичная звезда SD—3°1685. В области длин волн короче 4240 Å непрерывный спектр на негативах, нормально экспонированных, едва виден. С малой дисперсией спектр представляется состоящим из трех широких ярких полос с центрами приблизительно у 4300 (4200—4400), 4500 (4400—4700), 4840 Å (4700—5100); отношение их яркостей 3 : 6 : 10 соответственно.

**R8.** Типичная звезда BD+61°667. Спектр очень слаб между 4240 Å и линией K; с малой дисперсией этот класс трудно отличить от класса N0.

**N0 или Na.** Типичная звезда 19 Piscium. Спектр виден в фиолетовую сторону до линий H и K Ca II, но часть спектра между 4240 Å и K Ca II слабее, чем у R8. Интенсивности трех ярких полос, описанных в классе R5, относятся как 0 : 8 : 10 соответственно. При малой дисперсии темная полоса 4700 Å делит спектр на две широкие яркие полосы; часть от 4400 до 4700 Å по интенсивности составляет 0,8 части от 4700 до 5100 Å.

**N3 или Nb.** Типичная звезда BD+67°350. Интенсивности трех ярких спектральных областей, описанные в классе R5, относятся как 0 : 6 : 10.

**Nc.** Типичная звезда S Serpei. Спектр в области длин волн короче  $H_\beta$  почти отсутствует. Наиболее яркая часть от 5900 до 6800 Å.

## § 91. Обозначение дополнительных характеристик звездных спектров.

**А б с о л ю т н а я   в е л и ч и н а   з в е з д.**

Префикс *c*. Типичные звезды  $\alpha$  Cygni  $\alpha$  Scorpii. Это обозначение употребляется для спектров звезд сверхгигантов, в которых обычно все линии относительно узки и резки; но не все звезды с резкими линиями могут считаться *c*-звездами. Основной характер этих спектров обусловлен его происхождением в весьма разреженной атмосфере. Они характеризуются: 1) усилением линий ионизованных элементов с ослаблением линий нейтральных элемен-

тов, 2) малой шириной линий; например, линия Ca I 4227 Å ненормально слаба сравнительно с H<sub>γ</sub> или Sr II 4215 Å. К категории с-звезд принадлежат цефеиды, псевдоцефеиды. Характеристика с неприменима к спектрам более ранних, нежели B0.

Префикс g (α Aurigae, α Bootis). Символ употребляется для спектров звезд ярких, или гигантов. Линии ионизованных элементов довольно сильные; Ca I 4227 Å имеет умеренную для класса интенсивность. Низкотемпературные линии, как, например, Ca I 4435 и 4454 Å, сравнительно слабы. Линии водорода интенсивны. В классе F линии Sr II 4077 и 4215 и Ti II 4290 Å интенсивны; у звезд классов G, K и M первые две линии интенсивны. Разница между обыкновенными гигантами и карликами становится заметной в спектрах позднее класса F0. Символ g не употребляется вообще для спектров более ранних, нежели F0.

Префикс d (β Virginis, ε Eridani). Употребляется для звезд слабых, или карликов. В спектрах этих звезд линия Ca I 4227 Å интенсивна для класса; линии Ca I 4435 и Ti I 4535 Å также интенсивны. В классе F линии Sr II 4077 и 4215 и Ti II 4290 Å слабы. В классе M линия Sr I 4607 Å относительно интенсивна, в то время как линии водорода слабы.

### Ш и р и н а л и н и й.

Суффикс n. Отмечает спектры с необычайно широкими и размытыми линиями.

Суффикс s. Употребляется для звездных спектров с резкими линиями, в которых остальные характеристики с-звезд отсутствуют.

### М е ж з в е з д н ы е л и н и и.

Суффикс k. Означает присутствие в спектре межзвездных линий каких бы то ни было атомов и молекул, например, Ca II, Ca I, Na I, CN и др.

### Э м и с с и о н н ы е л и н и и.

Суффикс e. Употребляется для обозначения присутствия эмиссионных линий в тех спектрах, где они не являются постоянной характеристикой класса, как у звезд Вольфа—Райе, новых, туманностей. Этот символ может сопровождаться греческой буквой, соответствующей последней бальмеровской линии, видимой в эмиссии. Если эмиссия, присутствовавшая ранее, исчезла, то буква e ставится в скобках.

Суффикс eg. Означает явно выраженную обращенную эмиссионную линию.

Суффикс eq. Означает присутствие эмиссионных линий с прилегающим с фиолетовой стороны поглощением, как, например, у звезды P Cygni, и у всех новых звезд в известной стадии развития их спектра.

Суффикс er. Означает присутствие эмиссионных линий, значительно отличающихся по своему характеру от нормально соответствующих классу.

Суффикс ew. Означает наличие эмиссий, типичных для звезд типа Вольфа—Райе.

Суффикс em. Означает присутствие эмиссионных линий металлов в добавление к эмиссионным линиям водорода.

Суффикс Fe. Означает явное присутствие линий железа в смысле суффикса r (см. ниже).

### П е р е м е н н ы е с п е к т р ы.

Суффикс v. Означает изменения в звездном спектре, иные, нежели смещения, обусловленные орбитальными движениями или пульсацией. Если переменность присуща эмиссионным линиям, то ставится суффикс ev.

### Особенности спектров.

Суффикс **p**. Означает различные особенности, не настолько часто встречающиеся, чтобы оправдать специальные обозначения, например, ненормальную силу линий какого-либо элемента. В последнем случае после суффикса **p** в скобках ставится обозначения этого элемента, включая степень ионизации. Если происхождение линий не известно, то ставят **Un** (unknown). Например  $\alpha$  Andromedae A0p (Mn II, Un). Линии запрещенные обозначаются символом элемента в квадратных скобках, например Boss 5650 gM2 ep[Fe II].

Суффикс **pq**. Означает особенности, напоминающие спектр новой звезды.

Знак **!**. Добавляется к обозначению особенности, если последняя чрезвычайно ярко выражена. Например, HD 193 793 Obew!

**§ 92. Двумерная спектральная классификация.** Приведенная выше спектральная классификация называется одномерной в том смысле, что описываемая последовательность звезд со спектрами поглощения теоретически может быть выведена как следствие различия температур звездных атмосфер. Но характер спектра зависит, хотя и в значительно меньшей степени, чем от температуры, еще и от абсолютной величины звезды. Зависимость эта в узких пределах температурной классификации состоит в увеличении с абсолютной величиной интенсивности линий ионизованных элементов и уменьшении интенсивности линий нейтральных элементов; показатель цвета тоже изменяется с абсолютной величиной. Физическое объяснение этой зависимости приводится в курсах теоретической астрофизики. Абсолютная величина является вторым измерением современной спектральной классификации звездных спектров.

Критерии спектральной классификации по аргументу температуры приведены в § 90. Критерии абсолютной величины довольно многочисленны и обычно вырабатываются обсерваториями, занятыми работой по классификации, применительно к используемым инструментам и дисперсиям. Калибровка этих критериев происходит по абсолютным величинам опорных звезд, определенным тем или иным надежным способом, независимым от данных их спектров. Наиболее распространенным критерием являются отношения интенсивностей избранных «чувствительных» пар линий, принадлежащих элементам в различных степенях ионизации. Этот вид критерия применим для звезд от O9 до V3 и от A2 до M. Для звезд B5—A0, где спектр при небольших дисперсиях часто содержит одни лишь водородные линии и очень мало линий металлов, критерием служит вид крыльев водородных линий. Для звезд позднейших классов мерилom абсолютной величины может служить интенсивность циановой полосы у  $4216 \text{ \AA}$ ; для звезд класса M — интенсивность полос TiO.

Каталог Дрепера основан на фотографиях спектров, полученных призмeнной камерой с обратными дисперсиями  $160$  и  $56 \text{ \AA/мм}$  в среднем между  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ . Для классификации в «Избранных площадях» и в специальных областях в Млечном Пути на Гамбургской обсерватории употреблялась обратная дисперсия в  $240 \text{ \AA/мм}$  в среднем между  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ . Это — типичные обратные дисперсии, употребляемые для классификации спектров слабых звезд. Классификация по температурному измерению может производиться в лучшем случае с точностью до 0,1 одного спектрального класса; классификация по абсолютной величине — в пределах приближенных характеристик  $s$ ,  $g$ ,  $d$ . Техника работы состоит в сравнении исследуемого спектра со спектрограммами типичных звезд, полученных с тем же инструментом и с той же дисперсией. Интерполяция исследуемого спектра основывается не на каких-либо измерениях, а на глазомерной оценке интенсивностей

характеристичных линий и в значительной степени на общем впечатлении от всего спектра. При достаточной дисперсии спектрограмм интерполяция может производиться до 0,1 класса, например, A1, A7, F4, G4 и т. д. Работа конечно, требует значительной тренировки; результаты у опытных наблюдателей получаются вполне уверенными.

Руководством к современной классификационной работе может служить изданный в 1943 г. атлас звездных спектров с очерком двумерной спектральной классификации Моргана, Кинана и Келльман, разработанной в Йеркской обсерватории. В атласе содержится 55 фотографических отпечатков увеличений спектров «нормальных» звезд, т. е. звезд распространенных спектральных классов, на которых основываются статистические работы общего характера. Это звезды спектральных классов от O5 до гигантов класса M включительно. Особенное внимание в приложенном к атласу очерке уделяется классификации по абсолютной величине. Даны многочисленные критерии для различных спектральных классов и значительное число типичных звезд различных спектральных классов, хорошо классифицированных по пяти классам светимости. Для перевода последних в визуальные абсолютные величины дан график. Фотографии спектров получены со щелевым спектрографом с обратной дисперсией 125 Å/мм у H<sub>γ</sub>.

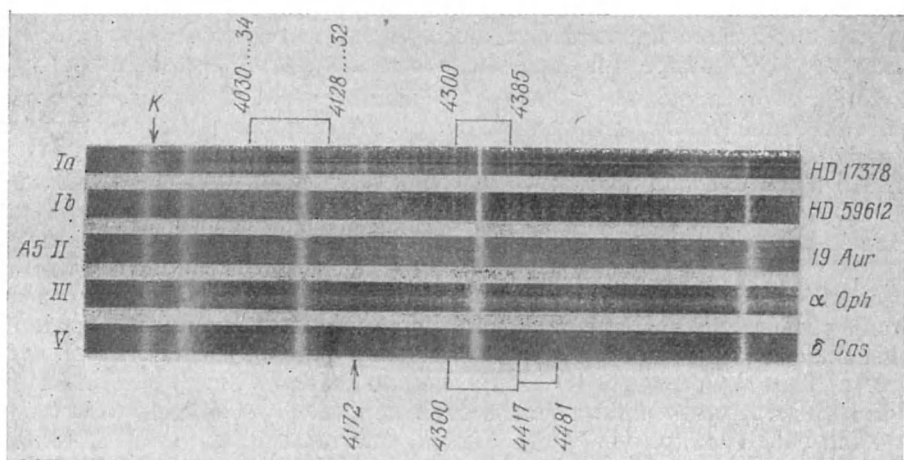


Рис. 185.

Классификация Йеркской обсерватории распространяется по классу спектра от O9 до M3 и по классу светимости от I до V и коротко обозначается МКК (по первым буквам фамилий авторов атласа звездных спектров). Арабские цифры справа от прописных букв соответствуют подклассам спектров (температурам), а римские цифры указывают класс светимости (соответствующий ускорению силы тяжести на поверхности звезды). Иногда в виде суффиксов справа строчными буквами указывается и подкласс светимости, а именно: а — наиболее яркие, аb — средние, и b — наиболее слабые звезды в данном классе светимости. На рис. 185 приведены примеры спектров звезд разных классов светимости в пределах спектрального класса A5 (негативы).

Иногда классы светимости в этой системе в сторону абсолютно слабых звезд продолжают до VI (или sd) и до VII a и VII b (или wd), что соответствует субкарликам и белым карликам. Уточненная классификация МКК Йеркской обсерватории обозначается коротко через МК. Стандартные звезды, послужившие для ее создания, промерены фотоэлектрически в системе *UBV* (см. § 146). Эта классификация является качественной и оценки клас-

сов производятся визуально по негативам спектров, снятым при умеренных дисперсиях спектрографов, около  $0,008 \text{ мм}/\text{\AA}$  (обратная дисперсия  $125 \text{ \AA}/\text{мм}$ ). Для звезд более ранних, чем O9, не найдено удобных критериев для оценки светимостей. В табл. XVII приведены пределы абсолютных звездных величин и спектральных классов для классов светимости в системе МК.

ТАБЛИЦА XVII

| Последовательность звезд   | Класс светимости | Абсолютные звездные величины $M_V$ |          | Спектральные классы |    |
|----------------------------|------------------|------------------------------------|----------|---------------------|----|
|                            |                  | от                                 | до       | от                  | до |
| Яркие сверхгиганты         | I                | $-7^m,0$                           |          | B0                  | M2 |
| Слабые сверхгиганты        | I                | $-6^m,2$                           | $-4^m,5$ | B0                  | M4 |
| Яркие гиганты              | II               | $-5,6$                             | $-2,4$   | B0                  | M4 |
| Слабые гиганты             | III              | $-5,0$                             | $-0,5$   | B0                  | M4 |
| Субгиганты                 | IV               | $-5,4$                             | $+3,2$   | O9                  | K0 |
| Главная последовательность | V                | $-4,8$                             | $+13,4$  | O9                  | M6 |

Ниже мы кратко перечисляем критерий двумерной спектральной классификации МК. Четырехзначные числа означают длины волн атомных линий, молекулярных полос и блендов, выраженные в  $\text{\AA}$ , а отношения соответствуют их относительным интенсивностям. Двумерная спектральная классификация МК была сравнена с Гарвардской. Классы O9, B0, A0, F0, G0, K0 и M0 в системе МК соответствуют O9,2, B0,1, A0, A7,7, F7,6, K0 и M0,5 в Гарвардской системе. Мы видим, что согласие достаточно хорошее (различия менее 0,5 подкласса). По светимостям же Гарвардская система подразделялась только префиксами d, g, с, что затрудняет сравнение с системой МК. Сверхгиганты, пекулярные звезды и некоторые другие классифицируются в системе МК с использованием дополнительных критериев. Звезды класса M с обилием полос поглощения окислов относительно легких металлов TiO, VO, ScO, AlO и др. можно назвать *кислородными*. Критериями спектральных классов являются полосы TiO ( $\alpha$ )  $C^2\pi \rightarrow X^3\pi$  (головы близ 4959, 5167  $\text{\AA}$  и др. с вибрационными квантовыми числами 1,0 и 0,0) с деградацией в длинноволновую область ( $\gamma$ )  $A^3\Sigma \rightarrow X^3\pi$  (головы близ 6651, 7054, 7589  $\text{\AA}$  с квантовыми числами 1,0; 0,0; 0,1). Класс светимости определяется, например, по восьми инфракрасным линиям Fe I, Fe II, Ca II (длины волн 7712, 8514, 8689  $\text{\AA}$  и др.). Для сверхгигантов и гигантов было получено:

|                                     |          |          |          |          |
|-------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
| Классы светимости:                  | Ia       | Ib       | II       | III      |
| Средняя абсолютная величина $M_V$ : | $-5^m,2$ | $-3^m,8$ | $-2^m,0$ | $-0^m,2$ |

Однако различные авторы, пользуясь различными критериями, получают отличающиеся значения. Для класса светимости V было получено  $M_V$  от  $+9^m$  до  $16^m,5$  по спектральным классам от M1 до M8 (использовались линии Sr I 5206,  $D_1D_2$  Na I, Ca I и полосы TiO в области 5800—6500  $\text{\AA}$  и др.).

В спектрах класса S также наблюдаются полосы поглощения окислов, но с участием относительно тяжелых металлов ZrO, LaO, YO и др. Поэтому звезды класса S также являются кислородными. Среди ярких звезд известно только 69 таких объектов. Классификация этих звезд еще не достаточно разработана. Многие из них, как и звезды класса M, являются переменными, имеют эмиссионные линии и т. д. Спектральный класс рекомендуется

| Класс спектра                                                                                                                                                       | Класс светимости                                                                                                                                                                                                                                                            |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| О. Отношение интенсивностей линий поглощения $\frac{\text{He I } 4471}{\text{He II } 4541}$ .                                                                       | Критерии не найдены.                                                                                                                                                                                                                                                        |
| О9,5. Линия поглощения He II 4200 имеет интенсивность, промежуточную таковой у О9 и В0, а He I 4541 слабее, чем у О9.                                               | Отношение интенсивностей линий поглощения $\frac{\text{C III } 4068}{\text{Si II } 4089}$ , $\frac{\text{Si II } + \text{He I } 4119}{\text{He I } 4144}$ , $\frac{\text{He I } 4387}{\text{He I } 4516}$ , $\frac{\text{C III} + \text{O II } 4650}{\text{He II } 4686}$ . |
| В0. Линия He II 4200 слабее чем 4387, а Si IV 4089 сильнее, чем Si III 4552. Бленда 4650 имеет четкую фиолетовую границу.                                           | Отношение $\frac{\text{He I } 4009}{\text{Si IV } 4089}$ .<br>Бленда $\frac{4072}{\text{Si IV } 4089}$ , $\frac{\text{Si IV} + \text{He I } 4119}{\text{He I } 4144}$ .<br>В классах V есть He II 4686.                                                                     |
| В0,5. Бленда 4640-4650 имеет четкую красную границу и по силе промежуточная между В0 и В1. Si III 4552 по интенсивности примерно равна Si IV 4089.                  | $\frac{\text{N II } 3995}{\text{He I } 4009}$ , $\frac{\text{Si IV} + \text{He I } 4119}{\text{He I } 4144}$ , $\frac{\text{O II } 4349}{\text{He I } 4387}$ ,<br>$\frac{\text{O II } 4416}{\text{He I } 4387}$ .                                                           |
| В1. Бленда 4640-4650 приблизительно постоянна в интенсивности, красная сторона лишь немного сильнее. Si III 4552 слабее Si IV 4089 и бленда 4070-4076 хорошо видна. | $\frac{\text{N II } 3995}{\text{He I } 4009}$ , $\frac{\text{He I } 4121}{\text{He I } 4144}$ , $\frac{\text{He I } 4144}{\text{O II } 4416}$ ,<br>$\frac{\text{He I } 4387}{\text{O II } 4416}$ .<br>Линии Si III и крылья линий H I.                                      |
| В2. Бленда дублет 4072 слабее, чем в В1, Si II 4128-4130 слабее, чем в В3.                                                                                          | $\frac{\text{N II } 3995}{\text{He I } 4009}$ , $\frac{\text{He I } 4121}{\text{He I } 4144}$ , $\frac{\text{He I } 4387}{\text{Si III } 4552}$ .<br>Крылья линий H I.                                                                                                      |
| В3. Бленда Si II 4128-4130 сильнее, чем в В2 (по отношению к He I 4121).                                                                                            | $\frac{\text{N II } 3995}{\text{He I } 4009}$ , $\frac{\text{He I } 4121}{\text{He I } 4144}$ .<br>Крылья линий H I.                                                                                                                                                        |
| В5. $\frac{\text{Si II } 4128-4130}{\text{He I } 4144}$ .                                                                                                           | Крылья линий H I.                                                                                                                                                                                                                                                           |
| В8. $\frac{\text{Si II } 4128-4130}{\text{He I } 4144}$ .                                                                                                           | Крылья линий H I.                                                                                                                                                                                                                                                           |
| В9. Отношение $\frac{\text{He I } 4126}{\text{K Ca II}}$ меньше, а $\frac{\text{He I } 4471}{4481}$ еще меньше, чем в В8.                                           | Крылья линий H I.                                                                                                                                                                                                                                                           |

Продолжение

|                                                                                                                                                      |                                                                                                                                |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| A0. Линии He I слабее, а у карликов вообще отсутствуют. У звезд главной последовательности линии Fe II слабы, а с ростом светимости усиливаются.     | Крылья линий H I.                                                                                                              |
| A1. Линии металлов сильнее, чем в A0. Бленда Mn I 4030-4034 заметна. Отношение $\frac{4385}{4481}$ слабее, чем в A0.                                 | Крылья линий H I.                                                                                                              |
| A2. Линия 4385 сильнее Mg II 4481, чем в A1. Бленда 4129 значительно сильнее Mn I 4030-4034.                                                         | Отношение интенсивностей бленд $\frac{4128}{4131}$ , $\frac{4171}{4179}$ .<br>Интенсивность бленды 4555.<br>Крылья линий H I.  |
| A3. Интенсивность бленды 4032. Отношение $\frac{4300}{4385}$ .                                                                                       | $\frac{4416}{\text{Mg II } 4481}$ , $\frac{4175}{4032}$ , $\frac{\text{Ca I } 4226}{\text{Mg I } 4481}$ .<br>Крылья линий H I. |
| A5. $\frac{4030-4034}{4128-4132}$ .                                                                                                                  | $\frac{4417}{\text{Mg II } 4481}$ , $\frac{4417}{4300}$ .                                                                      |
| A7. $\frac{4030-4034}{4128-4132}$ , $\frac{4300}{4385}$ .                                                                                            | $\frac{4417}{4481}$ .                                                                                                          |
| F0. $\frac{4010-4034}{4128-4132}$ , вид спектра близ 4300.                                                                                           | Отношение красных сторон широкой бленды $\frac{4172}{4132}$ , $\frac{4172}{\text{Ca I } 4426}$ .                               |
| F2. Отношение бленд $\frac{4030-4032}{4128-4132}$ больше, чем в F0. Наблюдается оттенение бленды 4300, деградирующее в длинноволновый конец спектра. | $\frac{4171}{\text{Ca I } 4226}$ , $\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Fe I } 4045}$ .                                            |
| F5. Бленда, полоса G широка, фиолетовая ее сторона сильнее красной. Fe I 4045 и Ca I 4226 значительно слабее H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> .       | $\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226}$ , $\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Fe I } 4045, 4063}$ .                        |
| F6. Полоса G сильнее, чем в F5. Fe I 4045 и Ca I 4226 сильнее H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> , Ca I.                                                | $\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4020}$ , $\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Fe I } 4045, 4063, 4071}$ .                  |



Продолжение

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <p>F8. <math>\frac{\text{Fe I } 4045}{\text{H}_\delta}, \frac{\text{Ca I } 4226}{\text{H}_\gamma}.</math></p>                                                                                                                                                                                                                                  | <p><math>\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226}</math> (для нормальных гигантов и карликов).</p> <p><math>\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{H}_\delta}, \frac{4171-4173}{4226}.</math><br/>(сверхгиганты и гиганты).</p>                                                                                                                                                                                 |
| <p>G0. <math>\frac{\text{Fe I } 4045}{\text{H}_\delta}, \frac{\text{Ca I } 4226}{\text{H}_\gamma}.</math></p>                                                                                                                                                                                                                                  | <p><math>\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226}, \frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Fe I } 4045}.</math></p> <p><math>\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{H}_\delta}</math> (для звезд большей светимости).</p>                                                                                                                                                                                               |
| <p>G2. <math>\frac{\text{Fe I } 4045}{\text{H}_\delta}, \frac{\text{Ca I } 4226}{\text{H}_\gamma}.</math></p>                                                                                                                                                                                                                                  | <p><math>\frac{\text{Sr II } 4077}{\text{Ca I } 4226}, \frac{\text{Sr I } 4077}{\text{Fe I } 4045}.</math></p>                                                                                                                                                                                                                                                                                               |
| <p>G5. <math>\frac{4144}{\text{H}_\delta}, \frac{4096}{\text{H}_\delta}</math> (за исключением сверхгигантов).<br/>Бленда 4030-4034.<br/><math>\text{H}_\delta</math> сильнее в карликах, и в гигантах слабее. Линия <math>\text{H}_\delta</math> интенсивнее в карликах (по сравнению с гигантами и сверхгигантами, при малой дисперсии).</p> | <p><math>\frac{\text{Ca I } 4226}{\text{Sr II } 4077}, \frac{4063}{4077}, \frac{4149}{4077}, \frac{4085}{4077},</math><br/><math>\frac{4250}{4215}, \frac{4226}{4045}.</math></p> <p>Относительная интенсивность континуума по обе стороны от 4215 (из-за полосы CN).</p> <p>Три полосы молекулы CN в области 4144-4215.</p> <p>Изменение в появлении 4132.</p>                                              |
| <p>G8. <math>\frac{4030-4034}{4300}, \frac{4144}{\text{H}_\delta}, \frac{4096}{\text{H}_\delta}.</math></p> <p>Линия <math>\text{H}_\delta</math> сильнее в карликах, чем в гигантах и сверхгигантах.</p> <p>Бленда 4030-4034 с фиолетовой стороны полосы G.</p>                                                                               | <p><math>\frac{4045}{4077}, \frac{4063}{4077}, \frac{4144}{4077}, \frac{4071}{4077}</math> (для гигантов).</p> <p>Скачок интенсивности континуума у 4215 Å (у классов I—III).</p> <p>Разница интенсивности 4176, 4122.</p> <p>Бленда с фиолетовой стороны 4144 заметно изменяется с классом светимости. В карликах появляется линия 4132, сравнение которой с 4077 позволяет отличить их от субгигантов.</p> |
| <p>K0. <math>\frac{4030-4034}{4300}, \frac{4290}{4300}, \frac{\text{H}_\delta}{4096}.</math></p>                                                                                                                                                                                                                                               | <p><math>\frac{4063}{4077}, \frac{4071}{4077}, \frac{4144}{4077}.</math></p> <p>Разница интенсивности континуума по обе стороны от 4215. Заметна разница интенсивности широких линий 4030-4034 и 4178.</p> <p>Заметно также изменение линии 4144.</p>                                                                                                                                                        |
| <p>K2. <math>\frac{4290}{4300}, \frac{4226}{4325}.</math></p>                                                                                                                                                                                                                                                                                  | <p><math>\frac{4063}{4077}, \frac{4071}{4077}.</math></p> <p>Скачок интенсивности у 4215 Å.</p>                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |

Продолжение

|                                                                                                                                                                                                                                                                                           |                                                                                                                                                                                                                                     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <b>K3.</b> $\frac{4226}{4325}$ , $\frac{4290}{4299}$ .                                                                                                                                                                                                                                    | $\frac{4071}{4077}$ , $\frac{4063}{4077}$ , $\frac{4045}{4077}$ , $\frac{4260}{4215}$ , $\frac{4325}{4340}$ ,<br>Для звезд большой светимости скачок интенсивности у 4215 не используется.                                          |
| <b>K5.</b> $\frac{4226}{4325}$ , $\frac{4290}{4299}$ , $\frac{4383}{4406}$ .                                                                                                                                                                                                              | $\frac{4063}{4077}$ , $\frac{4260}{4215}$ .<br>Для звезд большой светимости скачок интенсивности у 4215 не используется. У карликов заметно некоторое число линий близ 4400 Å, которые интенсивнее, чем у звезд большой светимости. |
| <b>M.</b> Интенсивности полос поглощения TiO растут с понижением температуры (4584, 4761, 5446, 5847, 6159 и др.). В системе МК карлики класса M не обсуждаются; классы R, N, S еще не достаточно разработаны из-за отсутствия ярких стандартов, часто наблюдающейся переменности и т. д. | $\frac{4045}{4077}$ , $\frac{4215}{4250}$ , $\frac{4376}{4383}$ , $\frac{4383}{4390}$ .<br>Ca I 4226 уменьшается в интенсивности со светимостью.<br>Скачок у 4215 заметен в классе Ia.                                              |

определять по полосам ZrO (голова близ 4640,6 Å;  $(\alpha)C^3\pi \rightarrow X^3\pi$  с квантовыми числами 0,0; R-полосы в области 4626,1 Å; голова близ 6473,7 Å  $(\gamma)A^3\Sigma \rightarrow X^3\pi$ , 0,0; R3-полосы в области 4673 Å и др.), хотя присутствуют полосы TiO, которые, однако, слабее. По сравнению с классами K—M выделяются атомные линии Ba II 4554 Å и Sr I 4607 Å. При определении спектральных классов и классов светимости звезд S (развивающихся параллельно с классом M в отношении температуры) четко выявляется и третий, еще недостаточно исследованный параметр классификации — *класс содержания* или относительного химического состава атмосферы звезды. В данном случае это особенно ясно в отношении ZrO/TiO. В связи с этим в качестве критерия спектрального класса Ф. Кинан рекомендовал использовать сумму интенсивностей полос ZrO+TiO. Класс светимости этих, как известно по параллаксам, абсолютно ярких звезд, определить затруднительно, так как в этом случае надо использовать чувствительные к светимости линии Sr II, Ba II, которые одновременно и в сильной степени показывают изменение с классом содержания этих элементов.

Кроме спектральных классов M и S в Гарвардской системе имеются, как мы видели выше, и классы R0, R3, R5, R8 и Na, Nb, Nc (обозначенные позднее N0, N3, N5, N6, N7). В этих спектрах наблюдаются достаточно сильные вибрационные полосы поглощения молекул C<sub>2</sub> (особенно Swanовская полоса  $A^3\pi_g \rightarrow X^3\pi_u$ , последовательности  $v'-v''=-2, -1, 0, +1, +2$ ; полосы 0,2 6191 Å, всего шесть основных полос; 0, 1  $\lambda=5636$  Å, всего пять основных полос; 0, 0  $\lambda=5165$  Å, всего три основные полосы; 1, 0  $\lambda=4737$  Å, всего пять основных полос; 2, 0  $\lambda=4383$  Å, всего три основные полосы), CN (фиолетовая система R<sup>2</sup> $\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$  и красная система A<sup>2</sup> $\pi \rightarrow X^2\Sigma$ ), а в сравнительно недавнее время открыты и полосы трехатомной молекулы SiC<sub>2</sub> (полосы 4686 и 4974 Å) и C<sub>3</sub>. В этих классах, согласно более поздним исследо-

ваниям рекомендуется использовать ряд новых критериев, перечисленных ниже.

1) Абсолютные интенсивности линий  $D_1D_2$  NaI;  
 2) относительная интенсивность (скачок) континуума близ 5190, 5670 и 6150 Å. Места кантов полос  $C_2$ , CN;

3) относительная интенсивность свановских вибрационных полос  $C_2$   $\lambda=5685$  и  $5585$  Å. С понижением температуры последняя усиливается больше, чем первая полоса, соответствующая возбуждению на более высокий ( $v''=2$ ) уровень, чем первая ( $v''=1$ ). В классах спектров R, N, как и в предыдущем S, также выявляется и класс содержания по углероду, что затрудняет температурную классификацию. Исследования В. Моргана и Ф. Кинана в 1941 г. показали, что изменения в, казалось бы, равноценных спектрах R, N в Гарвардской системе с температурой существенно различны. Они меньше в в классе N и больше в R. Поэтому указанные авторы рекомендовали эти углеродные звезды объединить в классификации МК в один общий температурный класс C, с подклассами от 0 до 9. Между температурными Гарвардскими классами G, K, и M и новым классом C было найдено соотношение, приведенное в табл. XVIII. Критерием эффективной температуры явилось

ТАБЛИЦА XVIII

| Эффективная температура, °K | Спектральный класс |             | Эффективная температура, °K | Спектральный класс |             |
|-----------------------------|--------------------|-------------|-----------------------------|--------------------|-------------|
|                             | Йеркский           | Гарвардский |                             | Йеркский           | Гарвардский |
| 4500                        | C0                 | G4—G6       | 3650                        | C4                 | K3—K4       |
| 4300                        | C1                 | G7—G8       | 3450                        | C5                 | K5—M0       |
| 4100                        | C2                 | G9—K0       | —                           | C6                 | M1—M2       |
| 3900                        | C3                 | K1—K2       | —                           | C7                 | M3—M4       |

отношение интенсивностей атомных линий Fe I 4045/Mn I 4032 — 4034, Fe I 4250/Cr I 4254, Na I 5890/Na I 5896. Температуры возбуждения  $T_v$  вибрационных уровней молекул в этих классах хорошо определяются по относительным интенсивностям  $J$  вибрационных полос поглощения, принадлежащих одной и той же последовательности. При термодинамическом равновесии интенсивность полосы

$$J(v', v'') \propto \frac{A}{\lambda} e^{-\frac{E(v'')}{kT_v}}.$$

По двум полосам той же последовательности (в противном случае коэффициент пропорциональности будет разным и не сократится) получаем

$$T_v = \frac{E_1 - E_2}{k} \cdot \frac{1}{\lg \left( \frac{A_1 \lambda_2 J_2}{A_2 \lambda_1 J_1} \right)}.$$

Здесь величины  $A$  — относительные вероятности переходов (лабораторные или теоретические),  $E$  — энергии возбуждения,  $\lambda$  — длины волн и  $J$  — измеренные в спектре звезды интенсивности известны, а поэтому  $T_v$  — вибрационная температура — может быть вычислена. Р. Бунже получил:

| Класс МК   | C0   | C2   | C4   | C6   | C8   |
|------------|------|------|------|------|------|
| $T_v$ , °K | 4100 | 3500 | 2900 | 2300 | 2100 |

Как обычно получается по атомным линиям для спектров звезд и Солнца, и в данном случае температура возбуждения  $T_v$ , приведенная в таблице, получилась ниже, чем эффективная температура  $T_e$ . Из анализа собственных движений и лучевых скоростей известно, что звезды классов R и N или C являются гигантами: средние абсолютные звездные величины равны  $-0^m.5$  и  $-1^m.8$  для классов R и N соответственно. С практическим определением спектральных классов углеродных звезд (зачастую также переменных и с эмиссионными линиями) дело оказалось сложнее и соответствующая методика еще не разработана.

Из всего сказанного мы видим, что современная классификация МК спектров и светимостей звезд не является столь стройной, как Гарвардская система. Она сложнее и еще остается недоработанной, особенно в отношении холодных звезд классов M, S, C, а также многочисленных пекулярных звезд, обозначаемых суффиксом «р». Совершенно отчетливо выявляется третий параметр, определяющий *класс содержания химических элементов*. Звезды, богатые или бедные водородом или гелием, стронциевые, кремниевые, марганцевые, бариевые, углеродные, редкоземельные, магнитные (с сильным магнитным полем, способствующим разделению элементов и потому приводящим к изменению наблюдаемого химического состава атмосферы), железные, и вообще *металлические звезды*, обозначаются ML или суффиксом m после спектрального класса. Как выяснилось, между классом содержания и морфологическими особенностями групп звезд, а также их местом в звездной системе существует тесная связь. Например, звезды с большими скоростями в Галактике классов G—K показывают относительное усиление полос радикала CN и относительное ослабление полос CN, а в классах A, F, G они обнаруживают общее ослабление линий металлов. Содержание элементов в атмосферах звезд плоской и сферической составляющих Галактики также различно. Стремление уточнить указанные связи заставило перейти к классификации слабых звезд, в частности, в шаровых скоплениях, в общем фоне Галактики, в других звездных системах и т. д. При этом провозгласить трехпараметрическую классификацию очень трудно, ибо она требует щелевых спектрограмм с дисперсией порядка  $0,01 \text{ мм}/\text{Å}$ .

Для бесщелевых спектрограмм огромная работа по созданию классификации была выполнена во Франции Д. Шалонжем с сотрудниками и учениками. Они основывались на непрерывных спектрах звезд ранних спектральных классов. Параметрами у них служили спектрофотометрический градиент  $\varphi$ , скачок интенсивности на границе серии Бальмера и некоторая длина волны  $\lambda_1$  этого скачка. Их диаграммы классов на плоскости в координатах  $\lambda_1$ ,  $D$  и пространственные в координатах  $\lambda_1$ ,  $D$ ,  $\varphi$  весьма наглядны. К классификациям звезд по непрерывному спектру относятся также основанные на фотоэлектрической фотометрии, например, Б. Стремгrena, Джонсона—Моргана и др., в том числе многоцветные системы. В них, удачно выбрав расположение полос по спектру (в частности, и в линиях), можно сделать количественное заключение о классах спектра, светимости и содержания, а также и о покровном эффекте. Даже трехцветная фотометрия в системе  $UBV$  Джонсона позволяет определять температурные классы звезд.

Для классификации очень слабых звезд в Йеркской обсерватории была использована призмная камера с очень малой дисперсией  $3 \cdot 10^{-5} \text{ мм}/\text{Å}$ , длина спектра  $0,15 \text{ мм}$ ; то же было сделано и в Пулковской обсерватории (дисперсия  $10^{-4} \text{ мм}/\text{Å}$ ). Для звезд белых карликов Д. Л. Гринштейн разработал особую классификацию, критерии которой приведены ниже.

**ДВ.** Типичная звезда HZ 29. Наиболее яркие объекты. В спектре присутствуют линии He I.

**DC.** Типичная звезда W 219. Спектр в основном непрерывный. При более точной фотометрии обнаруживаются очень размытые (центральное поглощение меньше 0,05) полосы поглощения.

**DA.** Типичные звезды L 532-81 и R 627. В спектре присутствуют линии H I.

**DF.** Типичная звезда L 745-46 A. Заметны слабые линии Ca II в бленде с H<sub>ε</sub> или независимо.

**DG.** Типичная звезда VMa 2. Присутствуют сильные линии Ca II и слабые Fe I.

**DK.** Типичная звезда W 489. Наиболее холодные объекты. Цвет звезды, как и у обычного карлика класса K, и заметны очень размытые линии H и K Ca II.

$\lambda$  4135. Класс еще точно не установлен. Имеется только одна звезда Grw+70°8247. В спектре видна размытая полоса поглощения 4135 Å и более слабые полосы 4475, 3910, 3650 Å.

$\lambda$  4670. Возможно, что это пекулярный класс и тогда его следует обозначить через Dr. Пример — звезда W 219, как возможный объект и этого класса. В спектре видна размытая (шириной до 150 Å) полоса.

Подклассы спектров пока еще не установлены. Абсолютные величины звезд заключаются в пределах от +9 до +15<sup>m</sup> для звезд спектральных классов от DA до DK. Соответственно этим классам изменяется и цвет (от белого до желтого и красного), а также и температура. Ряд звезд приходится пока относить к классам Dr, DAp и т. д., т. е. считать их пекулярными. Некоторые звезды имеют в спектрах эмиссионные линии и потому должны при обозначении спектрального класса иметь суффикс «e».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Меррилл П., Линии химических элементов в астрономических спектрах, Физматгиз, М., 1959.
2. Шалонж Д., АЖ 33, 490, 1956.
3. Fehrenbach Ch., Handb. d. Phys. 50, 1, 1958.
4. Fehrenbach Ch., ApJ, Suppl. ser. 8, 99, 1963.
5. Hiltner W. A., Williams R. C., Photometric Atlas of Stellar Spectra, Univ. Michigan Press, Ann Arbor, 1941.
6. Jaschek C., Sierra H. C. de, Amelia C., Catalogue of Stellar Spectra Classified in the Morgan — Keenan System, La Plata, 1964.
7. Morgan W. W., Keenan Ph. C., Kellman E., An Atlas of Stellar Spectra, Univ. Chicago Press, Chicago, 1943.
8. Stephenson C. B., Nassau J. J., ApJ 134, 222, 1961.
9. Basic Astronomical Data, ed. K. Aa. Strand, Univ. Chicago Press, Chicago a. London, 1963, Ch. 8, 9, 10.

## ГЛАВА XIX

### ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОГРАММ И ИХ РЕДУКЦИЯ С ЦЕЛЬЮ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД

§ 93. Способ определения лучевых скоростей звезд. В 1842 г. Доплер и несколько позже Физо, независимо друг от друга, пришли к заключению, что движение источника волн или наблюдателя должно влиять на длины волн, воспринимаемых наблюдателем. Согласно принципу Доплера — Физо длины волн увеличиваются или уменьшаются в зависимости от того, увеличивается или уменьшается расстояние между источником волн и наблюдателем. Изменение  $\Delta\lambda$  выражается формулой

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{v}{c} \lambda. \quad (3.54)$$

Если относительная скорость  $v$  делается заметной по сравнению со скоростью света  $c$ , то в соответствии с теорией относительности формула (3.54) должна быть несколько изменена. Таким образом, измерение значений длин волн  $\lambda'$  и  $\lambda$  для движущегося и для неподвижного источника волн позволяет определить значение  $v$ , представляющее собой проекцию относительной скорости источника света на линию, соединяющую наблюдателя с источником волн. Этот компонент скорости носит название *лучевой* (или *радиальной*) *скорости*. Принцип Доплера — Физо представляет собой могучее средство для изучения движений небесных светил. По сравнению с другим компонентом движения, с *собственным движением*, лучевые скорости имеют то преимущество, что наблюдения дают эту скорость выраженной непосредственно в километрах в секунду. Кроме того, компонент скорости по лучу зрения не зависит от расстояния светил, в то время как собственное движение, очевидно, должно уменьшаться с расстоянием.

При обычных скоростях звезд изменение длины волн спектральных линий представляет собой очень малую величину. Так, для лучевой скорости в 10 км/сек изменение длин волн около 4500 Å составляет 0,15 Å, а в линейной мере при обратной дисперсии спектрографа в 40 Å/мм это смещение на спектрограмме составляет всего лишь около 0,004 мм. Задача определения лучевых скоростей естественно распадается на две задачи: 1) измерение длин волн спектральных линий с возможно большей точностью и 2) построение опорной системы длин волн спектральных линий для неподвижного источника света. Лучевые скорости небесных светил, определяемые при помощи спектрографа, отягчены ошибками систематического и случайного характера. История определения лучевых скоростей связана с изучением многочисленных источников этих ошибок. Неоднократные попытки определения лучевых скоростей звезд до 1890 г. посредством визуального метода терпели неудачу. Килеру на Ликской обсерватории впервые удалось этим путем реально получить скорости трех звезд. Однако новая эра в определении лучевых скоростей началась с применением фотографического метода. В этой области

пионерами были А. А. Белопольский в Пулкове (1890 г.), Фогель и Шейнер в Потсдаме (1889—1891 гг.). Следующим этапом являются наблюдения Кемпбелла на Ликской обсерватории (1895—1896 гг.). В результате использования специально построенного спектрографа в комбинации с прекрасным 91-см (36-дюймовым) рефрактором Кемпбеллу удалось значительно повысить точность определения лучевых скоростей звезд. Для ярких звезд ошибка оказалась равной 0,5 км/сек, а в случае спектров с хорошими линиями даже 0,25 км/сек — точность, почти непревзойденная в последующие десятилетия. В дальнейшем благодаря значительному прогрессу в конструкции спектрографов в отношении уменьшения гнутия, температурного эффекта, большей прозрачности призм, улучшению дифракционных решеток и увеличению размеров телескопов, точность такого же порядка была достигнута и при определении лучевых скоростей более слабых звезд.

Необходимость определения скоростей более слабых звезд послужила причиной перехода к меньшей дисперсии. Вначале были распространены главным образом трехпризменные спектрографы. Опыты с дифракционными спектрографами были неудачными. В наше время для определения лучевых скоростей почти исключительно применяют однопризменные спектрографы, дающие обратную дисперсию порядка 30 Å/мм или даже меньше, около  $H_\gamma$ . Далее выявилась тенденция к еще большему уменьшению дисперсии путем применения весьма короткофокусных светосильных объективов для камеры. Не следует, однако, думать, что точность уменьшается пропорционально уменьшению дисперсии, в особенности для звезд некоторых спектральных классов. Так, например, в случае спектров с размытыми и слабыми линиями (почти половина звезд многочисленных классов А и В) переход от трехпризменного спектрографа к однопризменному почти совершенно не связан с уменьшением точности, несмотря на уменьшение дисперсии приблизительно втрое. Далее, даже в случае спектра с хорошими линиями иногда более практично затратить одно и то же время на получение нескольких спектрограмм с меньшей точностью, чем на одну спектрограмму с большей точностью. Наконец, многие слабые объекты представляют особенный интерес для изучения их лучевых скоростей, так как именно изучение более слабых звезд чрезвычайно расширило наши знания о динамике Вселенной. Сюда, например, относится открытие асимметрии в движении звезд, галактического вращения и увеличения лучевой скорости с расстоянием для галактик.

**§ 94. Измерение спектрограмм.** Для измерения спектрограмм служат *микроскоп-микрометр* и *спектрокомпаратор*. Существенной частью первого является хороший микроскоп с малым или средним увеличением (обычно в 10—30 раз) и отличного качества микрометрический винт, при помощи которого передвигают каретку, несущую спектрограмму. Спектрограмма с кареткой и крест нитей в окуляре микроскопа могут быть так ориентированы, что вертикальная нить устанавливается строго перпендикулярно к спектру, а одна или две горизонтальные нити — параллельно ему. При перемещении каретки спектр должен оставаться параллельным по отношению к нитям. Иногда выгодно использовать не крест нитей, а две тесные параллельные линии или иное расположение нитей. Отсчеты при наведениях на спектральные линии производятся посредством двух барабанов, расположенных рядом справа. Один из барабанов показывает целые обороты, а другой — доли оборота. Употребляются также и другие типы измерительных микроскопов, когда каретка остается неподвижной и движется микроскоп, или, наконец, измерительный винт с двумя микроскопами и точной линейной шкалой. Желательно иметь два или несколько объективов при микроскопе для смены увеличения. В случае спектров с тонкими и более глубокими линиями обычно употребляют увеличение около 25—

30 раз, а при измерении спектров звезд ранних классов с очень размытыми и слабыми линиями предпочтительно пользоваться малым увеличением, около 10—15 раз. Известную роль при выборе увеличения играет характер зерна пластинок. Хорошее и равномерное освещение поля является неременным условием при измерениях спектрограмм.

Ленинградское оптико-механическое объединение (ЛОМО) выпускает измерительный микроскоп-микрометр МИР-12. Он малогабаритен и удобен для измерения небольших звездных спектрограмм (по одной координате). Как и другие подобные модели, этот микроскоп в принципе может обеспечить точность до 0,002 мм, т. е. до 2 мк. Однако микроскоп-микрометры обычно имеют сравнительно длинный микроскопический винт, который неизбежно имеет некоторые систематические (поступательные) ошибки. Кроме того, равномерный ход гайки по ведущему винту нарушается достаточно густым слоем масла, которым последний должен периодически смазываться. Существуют также ошибки, связанные с трением в подшипниках, гибкостью металла, из которого сделаны ответственные детали, и т. д. Выпускается также универсальный микроскоп УИМ-21 для измерения по двум координатам. Однако он сравнительно громоздок и менее удобен для небольших звездных спектрограмм.

Очень хорошая модель принципиально другого измерительного микроскоп-микрометра была выпущена также ЛОМО под маркой ИЗА-2. В сущности, это очень точный штриховой продольный компаратор, завоевавший прочное положение в спектроскопии. Он имеет малые габариты и обеспечивает высокую точность. В основу его конструкции заложен принцип, сформулированный еще Э. Аббе, согласно которому измеряемое расстояние сравнивается с точной, обычно миллиметровой, шкалой. Внешний вид прибора ИЗА-2 в двух ракурсах показан на рис. 186 и 187. На массивном литом основании 2 с приливом или упором 1 для установки прибора на угол  $45^\circ$  (для удобства измерений), кронштейном с планкой 10, имеющей защитный жесткий хромированный капот (для защиты от нагревания), в верхней его части на траверсе установлены неподвижно два микроскопа. Один является отсчетным 8 и постоянно наведен на резкость видимости штрихов и цифр основной прозрачной шкалы 6. Второй микроскоп является визирным 12 и наводится на резкость видимости линий спектрограммы поворотом маховичка 11. На основании смонтирована прямоугольная направляющая со стопорным винтом 16 и подвижные салазки 7. Последние могут перемещаться на шарикоподшипниках-роликах. Для этой цели в нижней части основания имеется цилиндрическая направляющая или вал 5. Спектрограмма кладется на столик с упором в направляющую планку 15 и закрепляется посредством пружинных зажимов. Прибор позволяет измерять только одну линейную координату  $x$ , вторая же координата  $y$  грубо может измеряться от руки (в направлении, перпендикулярном к основному) при помощи кремальеры с головкой 13. Оба микроскопа и шкала неподвижны, а спектрограмма может перемещаться вместе со столиком-салазками грубо от руки, когда винт 15 отжат, или же точно микрометрическим винтом 4 при заторможенном стопорном винте 16. Имеется также микрометрический винт 14, при помощи которого в небольших пределах можно изменять наклон спектрограммы в плоскости измерительного столика. Прозрачная оцифрованная 200-миллиметровая шкала имеет деления в 1 мм. В окулярной части отсчетного микроскопа с оригинальным спиральным микрометром, имеющим накатанную головку 9, расположена кольцевая шкала. При точных измерениях приходится учитывать ошибки делений шкалы (по приложенному аттестату), а также поправки шкалы за изменения температуры (по прилагаемой к прибору таблице). Для этой цели рядом и параллельно 200-мм шкале установлен контрольный термометр 3. С задней стороны (рис. 187) под столиком имеется крепежка 18, а под прозрачной шкалой и спектрограм-



мой расположены два зеркала *17* и *19* для освещения шкалы и спектрограммы искусственным или же естественным светом. Линейное поле зрения микроскопа *12 мм*, а увеличение визирного микроскопа переменное, от  $7\times$  до  $10\times$ . При измерении спектрограмма (вдоль дисперсии) должна быть параллельна шкале

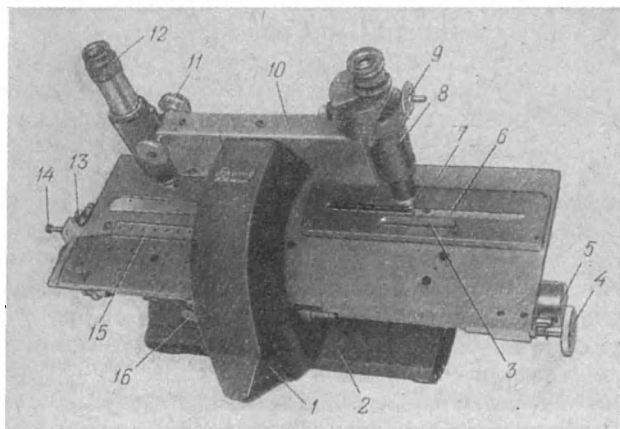


Рис. 186.

(и на одной высоте), а спектральные линии должны быть параллельны визирным нитям или штрихам окулярного микрометра. Для установки последних используется специальный винт.

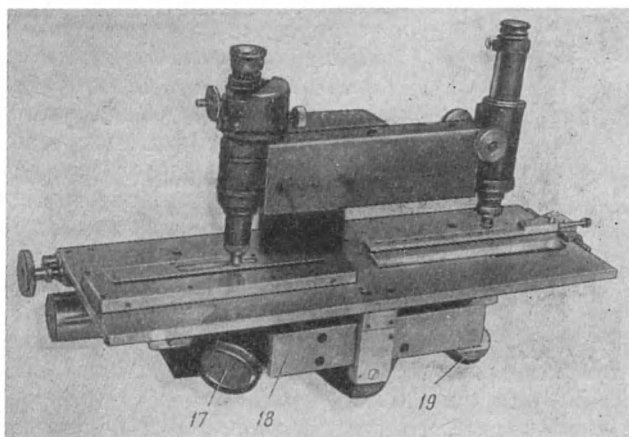


Рис. 187.

Оптическая схема отсчетного микроскопа ИЗА-2 приведена на рис. 188. На ней: *1* — осветительное зеркало, *2* — основная шкала длиной *200 мм*, *3* — объектив, *4* — подвижная сетка окулярного микрометра со спиральными двойными штрихами, *5* — неподвижная сетка окулярного микрометра и *6* — окуляр, который фокусируется по глазу измерителя до резкой видимости нитей или штрихов. В поле зрения отсчетного микроскопа, на приятном для глаза зеленом фоне, видны изображения вертикальных штрихов и большие

цифры основной шкалы. По ним отсчитываются миллиметры (рис. 189). Середина поля зрения пересекается светлой горизонтальной неподвижной полоской, разделенной на 10 частей с ценой деления 0,1 мм. По ней отсчитываются десятые доли миллиметра. Полоска имеет с левой стороны стрелку — указатель, которая располагается на фоне светлой кольцевой шкалы, разделенной на 100 делений. Цена одного ее деления 0,001 мм, т. е. 1 мк, но на

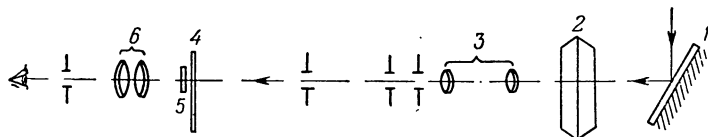


Рис. 188.

глаз можно оценить и 0,0001 мк. По этой шкале, следовательно, можно отсчитывать сотые, тысячные и десятитысячные доли миллиметра или же десятки, единицы и десятые доли микрона. При вращении накатанной головки спирального микрометра или барабана 9 (см. рис. 186) в окуляре видно вращение кольцевой шкалы с двойными отрезками спирали. При этом, кроме того, создается ощущение бокового перемещения отрезков спирали относительно вертикальных штрихов главной 200-мм шкалы. Измерения выполняются в порядке, описанном ниже.

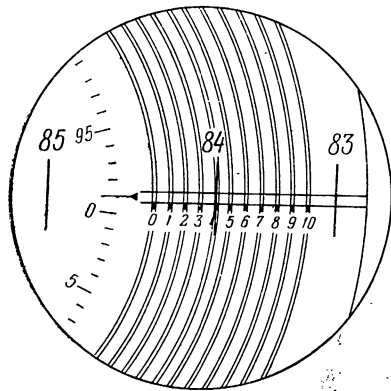


Рис. 189.

Отжав стопорный винт 15 и двигая салазки, производим грубое, ручное наведение нити визирного микроскопа на заданную спектральную линию. Затем стопорный винт зажимаем и осуществляем точное наведение на линию микрометрическим винтом 4 перемещения салазок. Затем глаз переводим на отсчетный микроскоп. Отрезок одной из двойных спиралей, ближайший к тому или иному из вертикальных делений основной шкалы, передвигается вращением накатанной головки 9 так, чтобы последний попал на середину отрезка спирали между ее двумя тесными нитями-штрихами. По главной шкале отсчитываются миллиметры, и под горизонтальной светлой полоской десятые доли

миллиметра. Остальные три цифры отсчета берутся по кольцевой шкале согласно левому указателю-стрелке на светлой горизонтальной полоске. На рис. 189 отсчет равен 84,3990.

Здесь следует заметить, что данный компаратор не автоматический. Для измерений спектрограмм лабораторных источников излучения уже давно применяется полный автомат (Гаррисона в США и др.), который сейчас разрабатывается и в СССР. В таких приборах производится фотометрическая регистрация спектра (иногда даже уже в прямых интенсивностях), а по вертикали на пиках интенсивностей впечатывается длина волны до 0,001 или 0,01 Å. Однако для измерения астрономических спектров эти автоматы мало пригодны, так как в этих спектрах зачастую присутствуют многочисленные бленды, вследствие чего линии часто асимметричны, а иногда, как например, в случае расширения звезды, все линии асимметричны и в отсутствии бленд. При этом ни один автомат не наведет на линию так хорошо, как опытный измеритель и показания автомата будут несколько неопределенны. Отметим

также, что в случае очень широких линий (новые звезды и др.) измерение положения линий приходится производить по регистрограммам спектров. В этом случае применяется метод середин хорд (как при обработке кривых блеска переменных звезд), которые пересекают профиль линии в нескольких местах ее интенсивности параллельно локальному континууму.

При измерениях мы сталкиваемся с неизбежными ошибками, свойственными как микрометрическому винту микроскопа или линейке компаратора, так и самой спектрограмме и условиям измерений. Исследование периодической и поступательной ошибки винта при большом увеличении выполняется согласно способу, разработанному в практической астрономии. Современные хорошие микрометрические винты настолько точны, что ошибки их бывают порядка микрона или доли микрона и поэтому при измерениях большей частью не принимаются в расчет. Если ошибка достигает 2—3 единиц и больше (в полумикронах), то для исключения ее составляются таблицы соответствующих поправок. Так как лучевая скорость для данной спектрограммы базируется на многих линиях, то в этом случае эффект периодической ошибки вообще очень мал. Что касается поступательной ошибки винта, то последняя в значительной степени или полностью исключается при редукции спектрограммы.

Другой источник ошибок заключается в систематической разности при наведении на светлые линии (линии поглощения на негативе) в спектре звезды и на темные эмиссионные линии спектра сравнения. Однако среднее из измерений спектрограмм при двух положениях (фиолетовый конец вправо и фиолетовый конец влево) в значительной степени свободно от этой, вообще небольшой, ошибки. Температурный эффект при измерениях очень мал, но желательно позаботиться о его устранении. Так, при измерении данной спектрограммы без перерыва, изменение температуры винта и других частей прибора скажется на результатах измерения очень мало. Однако вообще необходимо производить измерения при возможно более постоянной температуре.

Точность наведения зависит от характера спектральных линий. Если линии в спектре тонки и глубоки, то точность наведения на звездные линии больше, чем для линий спектра сравнения. Это зависит от того, что наведение темной нити микроскопа на темную же линию спектра сравнения Fe I или Ti I менее точно, чем наведение на светлую линию в спектре звезды, имеющую более определенный контур. Однако в связи с тем, что линии в спектре звезды редко бывают изолированы, резки, глубоки и симметричны, точность наведения в обоих случаях выравнивается или даже в общем больше для линий спектра сравнения.

При измерении спектрограмм основной целью является определение относительных значений длин волн спектральных линий в системе длин волн искусственного спектра сравнения. Спектрограмма устанавливается в приборе при начале измерений так, чтобы отсчет на избранную линию спектра сравнения около середины спектра при обоих положениях спектрограммы (фиолетовый конец вправо, фиолетовый конец влево) был один и тот же, скажем, 90. В этом случае сумма отсчетов при обоих положениях спектрограммы для всех линий будет более или менее одинакова и близка к 180. Вычитая все отсчеты при втором положении из суммы (произвольно округляя ее, в данном случае до 180), мы получим отсчеты для всех линий, близкие по своему значению к отсчетам тех же линий при первом положении. Для удобства вычислений желательно, чтобы отсчеты при первом положении возрастали с увеличением длины волны. Беря среднее из отсчетов при первом положении и редуцированном втором, как это было указано выше, мы должны получить результат, который в значительной степени будет свободен от хорошо известных ошибок наведения, зависящих как от личной ошибки измерителя, например, его тенденции при наведении систематически уклоняться вправо или

влево, так и от характера и вида различных спектральных линий. Поворотом спектрограммы на  $180^\circ$  устраняется в значительной степени, как это было выше указано, ошибка, зависящая от систематического различия в наведении на светлые линии в спектре звезды и на темные линии спектра сравнения.

§ 95. Редукция спектрограмм. Нанеся на миллиметровую бумагу измеренные значения, мы найдем, что точки расположатся на кривой, близкой к гиперболы. Разумеется, это будет иметь место в случае спектра, полученного при помощи призмы. Абсциссой здесь являются длины волн  $\lambda$ , ординатой — отсчеты  $x$ . Эта кривая в зависимости от длины измеряемого участка спектра может быть с большим или меньшим приближением представлена дисперсионной формулой Гартмана — Корню:

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{C}{x_0 - x} \quad (3.55)$$

или

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{C}{(x_0 - x)^\alpha}. \quad (3.56)$$

В этих дисперсионных формулах  $x_0$ ,  $\lambda_0$ ,  $C$  и  $\alpha$  являются постоянными. Формула (3.56) пригодна для более длинных участков спектра, и в настоящее время ею практически почти не пользуются. Формула (3.55) применяется следующим образом. Два ряда линий спектра сравнения с хорошо известными длинами волн определяют отсчеты  $x$ , как указано выше. По трем из них,  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_3$  (приблизительно по двум крайним и средней), определяют по формуле (3.55) постоянные. Для решения трех уравнений (3.55) можно пользоваться различными приемами. Практично пользоваться арифмометром, и в этом случае может быть предложена следующая схема, примененная ниже для определения конкретного случая:

$$\begin{aligned} \lambda_1 3659,52, \quad x_1 73,802, \quad \frac{x_2 - x_1}{\lambda_2 - \lambda_1} &= a = 0,0412929, \\ \lambda_2 3743,36, \quad x_2 77,264, \quad \frac{x_3 - x_1}{\lambda_3 - \lambda_1} &= b = 0,0379741, \\ \lambda_3 3922,91, \quad x_3 83,804, \quad a - b &= 0,0033188, \\ \lambda_2 - \lambda_1 83,84, \quad x_2 - x_1 3,462, \quad \frac{x_3 - x_2}{a - b} &= \frac{C}{x_0 - x_1} = 1970,59, \\ \lambda_3 - \lambda_1 263,39, \quad x_3 - x_1 10,002, \\ x_3 - x_2 6,540, \\ \lambda_0 = \lambda_1 - \frac{C}{x_0 - x_1} &= 3659,52 - 1970,59 = 1688,93, \\ x_0 - x_1 = a(\lambda_2 - \lambda_0) &= 0,0412929 \times 2054,43 = 84,833, \\ C = \frac{C}{x_0 - x_1} \cdot (x_0 - x_1) &= 167171,1, \quad x_0 = 158,635. \end{aligned}$$

Следовательно, окончательно мы имеем формулу

$$\lambda = 1688,93 + \frac{167171,1}{158,635 - x}. \quad (3.57)$$

Постоянная  $C$  зависит в основном от выбранной области спектра и взятого предела длин волн, постоянная  $x_0$  зависит от выбранного нуля-пункта шкалы отсчетов, а  $\lambda_0$  является постоянной спектрографа, мало меняющейся при переходе от одной области спектра к другой. Контролем правильности решения уравнений (3.55) является подстановка наблюдаемых значений  $x$  не в одно какое-либо уравнение, а во все три уравнения (3.55). Необходимо

также помнить, что ошибка или описка в исходных данных приведет к неверным значениям постоянных, хотя само решение уравнения (3.55) будет правильным. Поэтому необходимо предварительно хорошо проверить исходные данные. При решении число знаков на арифмометре необходимо брать на единицу больше числа знаков в исходных данных.

После определения постоянных вычисляют значения  $\lambda$  по  $x$  или  $x$  по табличным значениям  $\lambda$  для всех измеренных линий спектра сравнения. Сравнение всех вычисленных и измеренных значений  $x$  или  $\lambda$  для линий спектра сравнения показывает, насколько измерения удовлетворительно представляются формулой (3.55). Если интервал  $\lambda_2 - \lambda_1$  значителен (400 Å и больше), то вычисленные значения обычно систематически отличаются от наблюдаемых, причем эти отклонения имеют известный ход. Этим путем определяются эмпирические поправки  $\Delta\lambda$  или  $\Delta x$  для каждого участка спектра, и вместо формулы (3.55) окончательно пользуются формулами

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{C}{x_0 - x - \Delta x} \quad \text{или} \quad x_0 - x = \frac{C}{\lambda + \Delta\lambda - \lambda_0}. \quad (3.58)$$

В настоящее время, после изобретения новых плоских решеток-эшелеттов со средоточением света в одном спектре данного порядка, дифракционные решетки начинают находить все большее применение в звездной спектроскопии, в частности, в области определения длин волн спектральных линий и молекулярных полос, а также для определения лучевых скоростей. Вследствие несравненно большего постоянства дисперсии вдоль спектра, вычисления в этом случае проще, чем для призменного спектрографа. Как можно судить по формуле для угловой дисперсии, она меняется очень медленно. Даже для довольно значительных участков спектра достаточно пользоваться линейной интерполяцией

$$\lambda = \lambda_1 + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{x_2 - x_1} \cdot (x - x_1).$$

В качестве примера пользования этой формулой можно привести численный пример, заимствованный у Р. Сойера, для ближней ультрафиолетовой области спектра:

$$\lambda_1 2359,11, \quad x_1 57,459,$$

$$\lambda_2 2379,27, \quad x_2 60,526,$$

$$\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{x_2 - x_1} = \frac{20,16}{3,067} = 6,6732,$$

$$\lambda = 2359,11 + c(x - 57,459) = 2359,11 + 6,6732(x - 57,459).$$

Для более длинных участков спектра необходимо иметь также квадратичный член

$$\lambda = \lambda_1 + a(x - x_1) + b(x - x_1)^2.$$

Для определения постоянных пользуются тремя или большим числом линий спектра сравнения.

| $x$ , мм | $x - x_1$ , мм | $c(x - x_1)$ | Вычисленные<br>$\lambda$ , Å | Табличные<br>$\lambda$ , Å | Ошибка<br>$\Delta\lambda$ , Å |
|----------|----------------|--------------|------------------------------|----------------------------|-------------------------------|
| 57,459   | —              | —            | —                            | 2359,11                    | —                             |
| 58,338   | 0,879          | 5,78         | 2364,89                      | 2364,83                    | 0,06                          |
| 59,198   | 1,739          | 11,43        | 2370,54                      | 2370,49                    | 0,05                          |
| 60,388   | 2,929          | 19,25        | 2378,36                      | 2378,33                    | 0,03                          |
| 60,526   | 3,067          | 20,11        | 2379,27                      | 2379,27                    | —                             |

**§ 96. Метод групповой редукции спектрограмм.** При определении лучевых скоростей, в особенности, если работа носит массовый характер, непрактично для каждой спектрограммы вычислять дисперсионную формулу. При пользовании формулой (3.55) редукция одной спектрограммы занимает много времени. В связи с этим разработан простой метод, который позволяет быстро редуцировать спектрограммы и по точности не уступает упомянутому. Этот метод основан на том, что для данного спектрографа и для данной области спектра постоянные спектрограммы меняются лишь в небольших пределах, главным образом, в зависимости от температурных различий во время экспонирования. Сравнивая две спектрограммы, полученные при разных температурах, мы находим, что дисперсии их несколько различаются между собой. Если для какой-нибудь линии спектра сравнения приравнять отсчеты, то для всех других линий по мере удаления от избранной линии разности отсчетов будут систематически возрастать. Причина этого лежит, очевидно, в различии дисперсии, в основном обязанном своим существованием различию температур при получении спектрограмм. Пользуясь этими отклонениями, выведенными из сравнения отсчетов для линий спектра сравнения, легко привести все измеренные отсчеты линий второй спектрограммы к той дисперсии, которую имеет первая спектрограмма.

На основе этого принципа и построен весь метод. В 8—10 спектрограммах со спектром сравнения, полученных при одинаковой температуре, измеряют ряд линий и для уменьшения случайной ошибки берут среднее для каждой линии. Значения последних, как свободные от случайной ошибки, будут весьма точны. По этим отсчетам вычисляют постоянные дисперсионной формулы (3.55) и определяют эмпирические поправки  $\Delta\lambda$  или  $\Delta x$ . Далее, пользуясь формулой (3.58), вычисляют таблицу «нормальных» отсчетов для линий спектра сравнения и для линий в спектрах звезд, длины волн которых известны для случая неподвижного источника. Этими таблицами, вычисленными раз навсегда, пользуются в дальнейшем для всех других редуцированных спектрограмм.

Сама обработка спектрограмм состоит в следующем. Измеренные отсчеты данной спектрограммы сравнивают с «нормальными» и берут сначала разности для линий спектра сравнения. Эти разности, которые обычно обнаруживают систематический ход в зависимости от длины волны, составляются из двух частей: 1) постоянной части, зависящей от того, что при измерении данной спектрограммы некоторый начальный отсчет для данной линии спектра сравнения не совпал при установке спектрограммы точно с «нормальным» отсчетом для той же линии, 2) переменной части, зависящей от того, что дисперсия для данной спектрограммы не совпадает с «нормальной»; переменная часть увеличивается с удалением от начального отсчета. Эти разности наносят на миллиметровую бумагу и проводят интерполяционную кривую поправок. Знаки поправок должны быть таковы, чтобы, прибавив их к измеренным отсчетам для линий спектра сравнения, можно было получить «нормальные» отсчеты. Соответственно исправляются и отсчеты звездных линий. Тогда очевидно, что отклонения этих редуцированных отсчетов для звездных линий от «нормальных» отсчетов, взятых из таблицы, представляют собой смещение, обязанное доплерову эффекту.

Если данная спектрограмма получена при температуре, весьма отличной от той, для которой составлена таблица «нормальных» отсчетов, то поправки к «нормальным» отсчетам будут весьма значительны, и это представляет некоторое неудобство: небольшая ошибка в проведении кривой для поправок может несколько сказаться на результате. Поэтому следует получить лучше несколько дисперсионных формул (3.55) для различных температур. Постоянные их несколько выравниваются для уменьшения случайной ошибки, и по ним уже вычисляют несколько таблиц «нормальных» отсчетов для температур

—  $10^\circ, 0^\circ, +10^\circ, +20^\circ, +30^\circ$ . В каждом случае при редуцировании спектрограмм берется ближайшая по температуре таблица. Сначала смещение линий  $dx$  определяется в долях оборота винта (исправленные отсчеты минус «нормальные»). Для перевода в  $км/сек$  используются особой таблицей. Для вычисления последней дифференцируем формулу (3.55):

$$|dx| = \frac{C d\lambda}{(\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (3.59)$$

Подставляя сюда смещение  $d\lambda$  согласно формуле Доплера — Физо  $(d\lambda = \frac{v}{c} \lambda)$ , получим:

$$v = \frac{299776}{\lambda} \cdot \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{C} dx. \quad (3.60)$$

Очевидно,  $\frac{299776}{\lambda} \cdot \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{C}$  есть переводный множитель, для которого вычисляется таблица для разных длин волн. Очевидно также, что переводный множитель несколько меняется с изменением дисперсии для данной длины волны. Но это изменение столь мало, что только при очень точных измерениях в случае большой дисперсии приходится вводить весьма небольшую поправку. Если имеются все заранее вычисленные таблицы, приходится потратить всего около 10—15 минут для редукции отдельной спектрограммы. Описанный выше метод, впервые предложенный Гартманом, известен в нескольких вариантах.

ТАБЛИЦА XIX

| Длина волны, Å | I отсчет | II отсчет | $\frac{I+(180-II)}{2}$ | Редукция<br>к нормальной<br>дисперсии | Нормаль-<br>ный<br>отсчет | Смещение<br>в оборотах | Смещение<br>в км/сек |
|----------------|----------|-----------|------------------------|---------------------------------------|---------------------------|------------------------|----------------------|
| 4076,54 Fe     | 73,554   | 106,452   | 73,551                 | +0,072                                | 73,623                    |                        |                      |
| 4143,69 *      | 78,220   | 101,790   | 78,215                 |                                       | 78,232                    | +0,032                 | +35                  |
| 4147,68 Fe     | 78,448   | 101,556   | 78,446                 | +0,048                                | 78,494                    |                        |                      |
| 4198,51 *      | 81,799   | 98,220    | 81,790                 |                                       | 81,785                    | +0,041                 | +46                  |
| 4202,02 *      | 82,022   | 97,992    | 82,015                 |                                       | 82,007                    | +0,042                 | +47                  |
| 4210,36 Fe     | 82,504   | 97,508    | 82,498                 | +0,031                                | 82,529                    |                        |                      |
| 4215,58 *      | 82,856   | 97,156    | 82,850                 |                                       | 82,854                    | +0,027                 | +31                  |
| 4226,95 *      | 83,562   | 96,446    | 83,559                 |                                       | 83,558                    | +0,029                 | +33                  |
| 4233,26 *      | 83,957   | 96,058    | 83,950                 |                                       | 83,944                    | +0,033                 | +38                  |
| 4235,84 *      | 84,120   | 95,892    | 84,114                 |                                       | 84,103                    | +0,037                 | +43                  |
| 4250,46 *      | 84,996   | 95,020    | 84,989                 |                                       | 84,968                    | +0,024                 | +28                  |
| 4271,52 *      | 86,272   | 93,746    | 86,263                 |                                       | 86,243                    | +0,038                 | +45                  |
| 4282,41 Fe     | 86,872   | 93,138    | 86,867                 | +0,015                                | 86,882                    |                        |                      |
| 4289,94 *      | 87,347   | 92,680    | 87,334                 |                                       | 87,321                    | +0,027                 | +33                  |
| 4325,76 *      | 89,398   | 90,622    | 89,388                 |                                       | 89,368                    | +0,027                 | +33                  |
| 4337,05 Fe     | 89,998   | 90,009    | 89,994                 | +0,006                                | 90,000                    | +0,027                 | +33                  |
| 4340,47 *      | 90,226   | 89,794    | 90,126                 |                                       | 90,189                    | +0,031                 | +38                  |
| 4351,83 *      | 90,858   | 89,166    | 90,846                 |                                       | 90,816                    | +0,032                 | +40                  |
| 4375,93 Fe     | 92,136   | 87,873    | 92,132                 | -0,003                                | 92,129                    |                        |                      |
| 4383,55 *      | 92,573   | 87,446    | 92,564                 |                                       | 92,537                    | +0,023                 | +29                  |
| 4395,12 *      | 93,188   | 86,830    | 93,179                 |                                       | 93,151                    | +0,022                 | +28                  |
| 4404,71 *      | 98,704   | 86,306    | 93,699                 |                                       | 93,657                    | +0,034                 | +44                  |
| 4447,72 Fe     | 93,890   | 84,114    | 95,888                 | -0,015                                | 95,873                    |                        |                      |
| 4481,23 *      | 97,606   | 82,430    | 97,588                 |                                       | 97,545                    | +0,023                 | +31                  |
| 4494,57 Fe     | 98,225   | 81,784    | 98,220                 | -0,021                                | 98,199                    |                        |                      |
| 4549,53 *      | 100,880  | 79,136    | 100,872                |                                       | 100,813                   | +0,024                 | +41                  |
| 4602,95 Fe     | 103,287  | 76,720    | 103,284                | -0,041                                | 103,243                   |                        |                      |

Ср. +36,8

Для иллюстрации в табл. XIX приводится пример, относящийся к спектру звезды 110 Herculis, полученному при обратной дисперсии  $36 \text{ \AA/мм}$  около  $H_\gamma$ . При обработке 6-й столбец опускается, так как он дается в отдельной постоянной таблице. Значительные различия в скорости по отдельным линиям отчасти объясняются нашим неточным значением длин волн этих линий.

**§ 97. Метод Шлезингера и его видоизменение.** Для редукции спектрограмм иногда применяется метод Шлезингера, который, по существу, представляет собой одну из модификаций изложенного выше метода. В основе этого метода лежит допущение, что для очень небольших участков спектра изменение дисперсии от спектрограммы к спектрограмме может быть представлено линейной функцией. Пусть  $R_1$  и  $R_3$  будут «нормальные» отсчеты каких-нибудь линий спектра сравнения и  $R_2$  — нормальный отсчет звездной линии, находящейся между  $R_1$  и  $R_3$ . Пусть  $r_1$ ,  $r_2$  и  $r_3$  — соответствующие отсчеты для данной спектрограммы. При одинаковой дисперсии доплерово смещение было бы, очевидно, равно

$$(r_2 - r_1) - (R_2 - R_1).$$

В действительности дисперсия различна, и на участке между  $R_1$  и  $R_3$  полное изменение ее равно

$$(r_3 - r_1) - (R_3 - R_1).$$

Если изменение дисперсии на участке  $R_3 - R_1$  может быть представлено линейной функцией, то изменение на участке  $R_2 - R_1$  равно

$$k[(r_3 - r_1) - (R_3 - R_1)],$$

где

$$k = \frac{R_2 - R_1}{R_3 - R_1}.$$

Если эту величину с обратным знаком прибавить к выражению  $[(r_2 - r_1) - (R_2 - R_1)]$ , то получим смещение  $\Delta x$ ; обусловленное движением по лучу зрения, т. е.

$$\Delta x = (r_2 - r_1) - (R_2 - R_1) - k[(r_3 - r_1) - (R_3 - R_1)]. \quad (3.61)$$

Вычисления требуют очень немного времени, так как величины  $k$ ,  $R_2 - R_1$  и  $R_3 - R_1$  табулированы. Разумеется, и для этого способа заранее, как и в первом способе, вычисляется таблица «нормальных» отсчетов. Обычно разность  $R_3 - R_1$  не должна превышать 5 оборотов, т. е. около  $2,5 \text{ мм}$ . По существу, интерполяционная кривая поправок в первом способе заменяется здесь ломаной линией, состоящей из отрезков  $R_3 - R_1$ , как это легко понять из изложения метода Шлезингера. Недостатком последнего метода является большое влияние ошибок наведения на индивидуальные линии спектра сравнения (и, в особенности, отсчетов  $r_1$ ) на смещение отдельных линий звездного спектра. При малом числе линий в спектрах некоторых звезд ранних классов и при плохом качестве изображений линий метод Шлезингера может иметь некоторое преимущество в смысле сокращения измерений и вычислений.

**§ 98. Форма спектральных линий.** При измерении лучевых скоростей следует иметь в виду, что при прямолинейной щели спектральные линии в призменном спектрографе представляются в виде кривой, обращенной выпуклостью к красному концу. Последнее связано с тем, что лучи, исходящие от краев щели, проходят в призме более длинный путь, чем лучи, исходящие из центра щели, и, следовательно, более сильно отклоняются. Для учета вызы-



ваемой этим ошибки при возможно большей высоте щели фотографируется спектр искусственного источника света. Фигура линий может быть представлена параболой  $x=ay^2$ . Для ряда линий в различных участках спектра измеряют координаты  $x$  и  $y$ , связанные соотношением  $x=ay^2$ , и находят значение для постоянной  $a$ , зависящей от длины волны. Далее вычисляются таблицы для  $x$  по аргументу  $y$  (равному половине расстояния между точками на линиях спектра сравнения, на которые устанавливается нить при измерениях). Поправка, переведенная в км/сек, прибавляется к измеренной скорости с обратным знаком. Поправка возрастает с уменьшением длины волны. Если спектр звезды узок и наведение делается на концы линий спектра сравнения близко к спектру звезды, то поправка очень мала. Для однопризменного спектрографа эта поправка около 0,1—0,3 км/сек и поэтому часто не учитывается. С увеличением числа призм и уменьшением фокусного расстояния объектива камеры кривизна линий растет и поправка иногда достигает нескольких километров в секунду. В некоторых случаях щель делают не прямолинейной, а сообщают ей некоторую кривизну в обратную сторону, для компенсации кривизны линий, вызванной прохождением пучка лучей через призмы. Однако этим достигается компенсация лишь для определенного участка спектра. В дифракционном спектрографе линии также искривлены, но лишь незначительно.

**§ 99. Спектрокомпаратор**, изобретенный Гартманом, служит для дифференциальных измерений спектрограмм. Выдающееся значение этого прибора заключается в том, что при измерениях лучевых скоростей звезд здесь можно обойти весьма сложный вопрос о системе длин волн. Последнее справедливо, по крайней мере для звезд со спектром, аналогичным солнечному. Идея спектрокомпаратора заключается в том, что две спектрограммы могут быть одновременно рассматриваемы в поле зрения двойного коленчатого микроскопа (рис. 190). Изображения одного и того же участка спектра от двух разных спектрограмм, получаемые после прохождения через объективы  $O_1$  и  $O_2$ , падают на призмы  $P_1$  и  $P_2$  и, отражаясь навстречу друг другу, вступают в оптическую систему  $P_3, P_4$ , состоящую из двух склеенных неравновеликих призм. Гипотенуза второй, меньшей призмы посеребрена особым образом так, что в средней части имеются три разделенные между собой узкие полоски. Лучи от одной из освещенных спектрограмм, падая на гипотенузу малой призмы, отразятся вверх только в тех местах, где нанесены посеребренные полоски. В поле зрения мы увидим вырезанные части спектра одной из звезд (средняя полоска) и спектров сравнения (боковые полоски), если взаимное положение

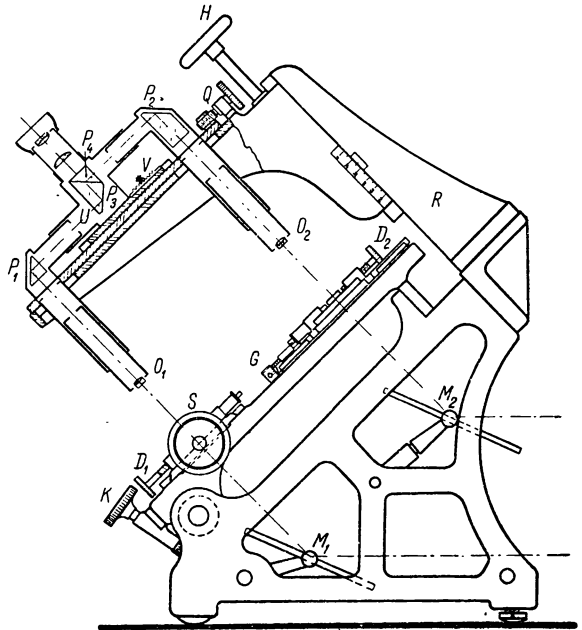


Рис. 190.

полосок на призме подобрано в соответствии с расположением спектра сравнения по отношению к спектру звезды на спектрограмме. С другой стороны, лучи от второй освещенной спектрограммы, отразившись от катета большой призмы, смогут пройти вверх только через непосеребренные части второй призмы в промежутках между полосками. Тогда по обе стороны от спектра первой звезды будут видны части спектра второй звезды, а по обе стороны

от верхнего и нижнего спектра сравнения для первой звезды будет виден спектр сравнения для второй звезды. В один общий окуляр будет виден одновременно небольшой участок спектра от двух спектрограмм (рис. 191). Малая призма может быть посеребрена также наполовину. В этом случае верхняя половина поля будет занята первым спектром, нижняя половина — вторым. Вращая винт  $Q$ , можно привести в соприкосновение либо спектры звезд, либо спектры сравнения.

Описанный в § 96—97 способ редукции спектрограмм основан на том, что посредством весьма простых вычислений и графических построений можно привести наблюдаемую для данной спектрограммы дисперсию к нормальной или стандартной. Тем самым достигается большая экономия во времени при редукции спектрограмм. В спектрокомпараторе это достигается чисто оптическим путем, простым, но замечательным приемом: передвигая винтом  $V$  общую часть микроскопа, включающую окуляр и склеенную оптическую систему  $P_3$ ,  $P_4$ , мы удлиняем один микроскоп и укорачиваем другой, несколько варьируя этим увеличение каждого из них. Таким образом, при помощи винта  $V$  можно добиться для небольшого участка спектра полного совпадения линий спектров сравнения, хотя в действительности дисперсия для обоих спек-

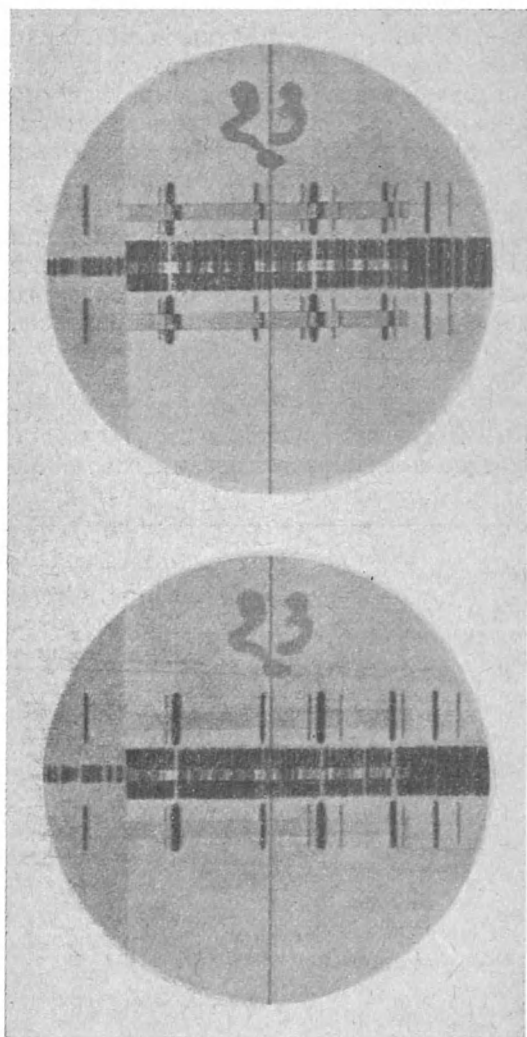


Рис. 191.

трограмм и неодинакова. Сравнивая после этого участки спектров звезд, мы должны относительные смещения линий интерпретировать как разность лучевых скоростей этих спектрограмм. Необходимо, чтобы призмы были правильно установлены, иначе края соприкасающихся полей при малейшем изменении в положении глаза будут перемещаться. Это утомительно для глаза и вредно для измерений. Если вынуть окуляр и смотреть в окулярную трубку, то будут видны два круга, соответствующие обоим объективам. Если они совпадают, то призмы установлены правильно; в противном

случае следует до тех пор корректировать положение призм посредством тонких прокладок, пока круги не совпадут.

Сами измерения при помощи спектрокомпаратора весьма просты. Исследуемая и стандартная спектрограммы кладутся на общую раму под объективами  $O_1$  и  $O_2$ , фокусируются и ориентируются обычным путем посредством винтов  $D_1$  и  $D_2$ . Рукоятка  $H$  позволяет приближать и удалять весь микроскоп при том или ином увеличении. Действуя винтами  $Q$  и  $G$ , можно привести каждую из спектрограмм в соответствующее положение в поле зрения. Далее, вращением винта  $V$  добиваются, как упомянуто выше, совпадения линий спектров сравнения обеих спектрограмм. Однако при изменении увеличения каждого из микроскопов нарушается фокусировка. Передвижением объективов производят соответствующие исправления. Обычно достаточно нескольких таких операций, чтобы добиться при хорошем фокусе совмещения линий спектров сравнения на некотором участке спектра. Сделав отсчет на барабане микрометрического винта, соответствующий совпадению линий спектров сравнения вверху и внизу, снова вращают барабан, пока не совпадут звездные линии обоих спектров (предварительно при помощи винта  $Q$  приводят оба звездных спектра в соприкосновение). Разность этих отсчетов, переведенная в  $км/сек$ , выражает лучевую скорость исследуемой звезды относительно стандартной. Постепенно передвигая раму со спектрограммами при помощи рукоятки  $K$ , сравнение такого рода делают для большого числа участков спектра. Все измерения ведутся обычным путем при обоих положениях спектрограммы (фиолетовый конец налево, фиолетовый конец направо). Разумеется, освещение спектрограмм должно быть равномерным. Так как все измерения могут быть произведены в пределах нескольких делений барабана винта, то при измерениях во втором положении желательно делать наведение при положении барабана, отличающемся на пол-оборота относительно первого положения; тем самым почти исключается влияние периодической ошибки винта. Что касается основной или стандартной спектрограммы Солнца или звезды, то она, очевидно, должна быть измерена весьма тщательно на обычном микроскопе-микрометре.

Среднее из разностей отсчетов для разных участков спектра, переведенных в  $км/сек$ , предпочтительнее брать не обычным путем. Нужно принять во внимание, что точность для участков, соответствующих более длинным волнам, вследствие уменьшения дисперсии (в призмённом спектрографе) убывает. Поэтому следует ввести веса, обратно пропорциональные переводному множителю

$$S = \frac{299776 (\lambda - \lambda_0)^2}{\lambda \nu c}.$$

Пусть измеренное в оборотах смещение для данного участка спектра при обоих положениях спектрограммы будет  $x_1$  и  $x_2$ , а среднее  $\langle x \rangle = \frac{x_1 + x_2}{2}$ .

В километрах в секунду это равно  $S \cdot \langle x \rangle$  при весе  $p = 1/S$ . Тогда среднее для некоторого числа участков будет:

$$\frac{\sum p S \langle x \rangle}{\sum p} = \frac{\sum \langle x \rangle}{\sum \frac{1}{S}} = \frac{\sum x_1 + \sum x_2}{2 \sum \frac{1}{S}}.$$

Значения  $\sum \frac{1}{S}$  могут быть заранее вычислены для разных пределов спектра, охватываемых измерениями. Если для  $\sum \frac{1}{S}$  заготовлена таблица, то вычисление относительной скорости — дело нескольких минут. Зная скорость для

стандартной спектрограммы, можно перейти от разности скоростей к самой скорости для исследуемой звезды.

Спектрокомпаратор находит широкое применение при определении лучевых скоростей звезд поздних спектральных классов. Выгодно применять спектрокомпаратор и при измерениях спектрально-двойных звезд, если спектр последних содержит много линий. Впрочем, следует отметить, что некоторые обсерватории предпочитают при измерениях лучевых скоростей пользоваться исключительно микроскопом-микрометром. Для спектрокомпаратора спектры звезд должны быть достаточно широки. Спектрокомпаратор с пользой применяется также для оценок интенсивностей спектральных линий.

**§ 100. Использование саморегистрирующего микрофотометра для измерения лучевых скоростей.** Для измерения длин волн и лучевых скоростей можно также пользоваться саморегистрирующим микрофотометром. С этой целью получается микрофотограмма, на которой воспроизведен спектр звезды и спектр сравнения. Но метод почти не разработан, известно лишь немного случаев применения микрофотометра для этой цели. Отчасти это вызвано тем, что такого рода измерения требуют больше времени, чем при помощи микроскопа-микрометра. Можно думать, что микрофотометрический метод с успехом может быть применен в случае звезд, спектр которых характеризуется широкими или размытыми линиями. Таковы, например, некоторые звезды класса А. Их спектры характеризуются наличием почти одних только широких водородных линий. В этом случае при помощи микроскопа-микрометра измерить спектрограмму почти невозможно. Сюда же можно отнести некоторые звезды типа Вольфа—Райе, иногда новые звезды и другие объекты. По микрофотограммам можно скорее судить об асимметрии профиля спектральной линии, что весьма важно при изучении систематических движений в атмосферах некоторых звезд. Кроме того, вообще микрофотограмма полезна при отборе спектральных линий, пригодных для определения лучевых скоростей обычным способом. Намечается также путь для быстрого измерения лучевых скоростей при помощи проекционных аппаратов.

**§ 101. Редукция лучевых скоростей к Солнцу.** Измеренное смещение спектральных линий на спектрограмме представляет собою лишь лучевую скорость относительно наблюдателя. Поэтому наблюдаемая скорость звезды в течение года весьма значительно меняется вследствие орбитального движения Земли, следовательно, в зависимости от положения звезды на небе по отношению к Солнцу. Наблюдаемые лучевые скорости должны быть редуцированы к Солнцу, т. е. должны быть освобождены от эффекта обращения Земли вокруг Солнца и вращения ее вокруг оси. Но этим лучевая скорость, разумеется, не освобождается от влияния движения в пространстве Солнечной системы в целом.

Легко вывести следующую формулу для поправки за движение Земли вокруг Солнца:

$$v_a = -V_a \sin(\lambda - \odot + i) \cos \beta. \quad (3.62)$$

Здесь  $v_a$  есть проекция скорости обращения Земли вокруг Солнца [направленной к точке на эклиптике  $(\odot + 270^\circ - i)$ ] на линию, соединяющую наблюдателя со звездой, положение которой на небе определяется долготой  $\lambda$  и широтой  $\beta$ . Величины  $V_a$  и  $i$  по аргументу долготы Солнца  $\odot$  могут быть взяты из табл. XX. В формуле (3.62) малый угол  $i$  учитывает отступление от круговой орбиты.  $90^\circ - i$  есть угол, который образует радиус-вектор Земли с касательной к земной орбите в данной точке. Скорость  $V_a$  меняется приблизительно в пределах от  $-30$  до  $+30$  км/сек. Для редукции лучевых скоростей к Солнцу имеется также ряд графических способов.

ТАБЛИЦА XX

| ○  | $V_a$ ,<br>км/сек | $i$  | ○   | $V_a$ ,<br>км/сек | $i$  | ○    | $V_a$ ,<br>км/сек | $i$  | ○    | $V_a$ ,<br>км/сек | $i$  |
|----|-------------------|------|-----|-------------------|------|------|-------------------|------|------|-------------------|------|
| 0° | 29,9              | +56' | 90° | 29,3              | +11' | 180° | 29,7              | —57' | 270° | 30,3              | —11' |
| 10 | 29,8              | +57  | 100 | 29,3              | +1   | 190  | 29,8              | —58  | 280  | 30,3              | —1   |
| 20 | 29,7              | +57  | 110 | 29,2              | —9   | 200  | 29,8              | —57  | 290  | 30,3              | +9   |
| 30 | 29,6              | +55  | 120 | 29,3              | —19  | 210  | 29,9              | —54  | 300  | 30,2              | +18  |
| 40 | 29,5              | +51  | 130 | 29,3              | —28  | 220  | 30,0              | —50  | 310  | 30,2              | +27  |
| 50 | 29,5              | +45  | 140 | 29,4              | —36  | 230  | 30,1              | —44  | 320  | 30,2              | +36  |
| 60 | 29,4              | +38  | 150 | 29,4              | —44  | 240  | 30,1              | —37  | 330  | 30,1              | +43  |
| 70 | 29,3              | +30  | 160 | 29,5              | —50  | 250  | 30,2              | —29  | 340  | 30,0              | +49  |
| 80 | 29,3              | +21  | 170 | 29,6              | —54  | 260  | 30,2              | —20  | 350  | 29,9              | +53  |

Поправка за вращение Земли вокруг ее оси, выраженная в км/сек, вычисляется по формуле

$$v_a = -0,47 \sin t \cdot \cos \delta \cos \varphi. \quad (3.63)$$

Это есть проекция скорости суточного движения наблюдателя  $0,47 \cos \varphi$  (где  $\varphi$  — широта наблюдателя) на линию, соединяющую наблюдателя со звездой, положение которой на небе в данном случае определяется склонением  $\delta$  и часовым углом  $t$ . Поправка  $v_a$ , не превышающая в максимуме  $\pm 0,47$  км/сек, отрицательна при положении звезды к западу от меридиана и положительна при ее положении к востоку от него.

При очень точных наблюдениях вводится также поправка за возмущающее действие Луны и больших планет на Землю. Последняя поправка, однако, не превосходит  $\pm 0,02$  км/сек.

Необходимо отметить, что можно поставить и обратную задачу, т. е. по изменению лучевой скорости звезд на определенную постоянную величину вывести из наблюдений величину  $v_a$  и отсюда размер земной орбиты. Этим путем можно определить весьма точно параллакс Солнца. Так, например, из определенной лучевой скорости звезды  $\alpha$  Bootis Адамс вывел величину параллакса Солнца, равную  $8,805 \pm 0,007$ .

**§ 102. Применение призмной камеры для определения лучевых скоростей.** Попытки применить призмную камеру для определения лучевых скоростей начались уже давно. По сравнению с обычным спектрографом призмная камера обладает двумя преимуществами: 1) большим полем, позволяющим на одной пластинке получить большое число спектров, и 2) очень малыми потерями в блеске звезд. Опыты по определению лучевых скоростей при помощи призмной камеры выявили, что, в лучшем случае, вероятная ошибка скорости равна  $\pm 10$ — $15$  км/сек. Кроме того, выяснилось наличие больших, плохо контролируемых систематических ошибок. В результате идея определения лучевых скоростей таким способом была оставлена, и к ней вернулись лишь 30 лет назад. Этому способствовало некоторое изменение в наших представлениях о необходимой точности измерений для определения лучевых скоростей. Еще до недавнего времени казалось, что лишь лучевые скорости индивидуальных звезд имеют ценность. В таком случае ошибка в  $\pm 10$  или  $\pm 15$  км/сек, как предполагали, делает бессмысленным определение лучевых скоростей при помощи призмной камеры. В свете новых проблем кинематики звезд эта точка зрения была пересмотрена. В отношении некоторых задач внимание было сосредоточено не на определении лучевых скоростей индивидуальных звезд, а скорее на определении средних лучевых скоростей для групп возможно более далеких звезд. Это касается, например, проблемы

галактического вращения. К тому же в уравнении вращения член, обязанный галактическому вращению, растёт с увеличением расстояния, и ошибка в  $\pm 10$  км/сек даже для индивидуальных звезд может оказаться гораздо меньше самой скорости. Когда число звезд достаточно велико в данной группе, для статистических целей, собственно, не имеет значения, определяются ли скорости индивидуальных звезд с точностью  $\pm 1$  км/сек или  $\pm 10$  км/сек, при условии, что и в том и в другом случае систематическая ошибка одного и того же порядка. Систематическая ошибка может быть и немалой, важно, чтобы ее можно было бы контролировать с точностью  $\pm 2$  км/сек — точностью, обеспечивающей успешное применение призменной камеры для исследования многих проблем. Ради возможности массового определения лучевых скоростей слабых звезд можно пожертвовать в некоторых случаях точностью.

Три метода были предложены для определения лучевых скоростей при помощи призменной камеры: 1) метод фильтра, позволяющий получить в спектре звезд линии или полосы, обязанные поглощению светофильтра; 2) реверзионный метод, основанный на том, что при повороте призмы на  $180^\circ$  можно получить рядом парные спектры звезд, на которых относительные взаимные расстояния одних и тех же линий зависят от лучевых скоростей звезд; 3) метод, основанный на том, что длина спектра или расстояние между двумя линиями в спектре зависит от лучевой скорости звезды. Из упомянутых методов более эффективными являются первый и второй, или комбинация их обоих. Что касается метода фильтра, то в настоящее время наиболее пригодным считается водный раствор хлористого неодимия ( $\text{NdCl}_3$ ). В спектре последнего выделяется довольно резкая линия  $\lambda = 4272,90 \text{ \AA}$  и несколько других слабых широких полос. Общее поглощение при концентрации раствора 1 : 9 и при толщине слоя в 10 мм около 20%. Сущность метода заключается в том, что измеренное расстояние какой-либо линии в спектре звезды от линии  $\lambda = 4272,90 \text{ \AA}$  зависит от лучевой скорости звезды.

Известно несколько вариантов реверзионного метода. Пусть сделан снимок неба призменной камерой при данном положении призмы. Повернем затем призму на  $180^\circ$  и снова направим инструмент так, чтобы на той же пластинке рядом получить спектры тех же звезд с дисперсией, обращенной в противоположную сторону. Предположим, что при вращении призмы имело место вращение спектра центральной звезды точно около определенной линии, скажем,  $H_\gamma$ . Тогда относительное смещение линии  $H_\gamma$  в обоих спектрах этой звезды будет равно нулю. Пусть имеется другая звезда, сколь угодно близкая к центральной, и пусть она имеет относительно первой звезды заметную лучевую скорость. Тогда при первом положении призмы линия  $H_\gamma$  будет смещена в одну сторону, а при втором положении призмы линия  $H_\gamma$  будет смещена в другую сторону относительно линии  $H_\gamma$  в спектре центральной звезды. Расстояние между линиями для второй звезды не будет равно нулю, как для первой звезды. Это расстояние является, в частности, функцией разности лучевых скоростей первой и второй звезд.

Как реверзионный метод, так и метод фильтра, очевидно, являются чисто дифференциальными методами, позволяющими, в принципе, определять скорости одних звезд относительно скоростей других, опорных звезд (в частности, спектральной звезды). Осложняющим обстоятельством является дисторсия, вносимая призмой. Последнее является причиной того, что измеряемые расстояния в спектрах звезд при применении первого и второго метода в большей степени зависят от положения звезды на пластинке и в меньшей степени от интересующих нас лучевых скоростей звезд. Изменение каких-либо расстояний в спектре звезд как функцию положения звезд на пластинке можно найти на основании теории призменной камеры, данной Шварцшильдом. Если это расстояние в центре есть  $d_0$ , то для любой иной точки ( $x, y$ )

на пластинке будем иметь

$$d = d_0 (1 + \alpha y + \beta y^2 + \gamma x^2), \quad (3.64)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — сложные функции постоянных призмы и объектива. Хотя эти функции могут быть вычислены, тем не менее соотношение между  $d$  и  $d_0$  безусловно, лучше определить эмпирически путем фотографирования спектра одной и той же звезды на различных расстояниях от центра пластинки или путем фотографирования звезд — членов звездного скопления с хорошо известной скоростью. Определение редукции измеряемой величины  $d$  к центру пластинки имеет фундаментальное значение для определения лучевых скоростей звезд при помощи призмной камеры. Эта редукция зависит не только от инструментальных постоянных, но и от температуры и некоторых других плохо контролируемых факторов. Поэтому упомянутую редукцию следует определять очень часто, вероятно, каждую ночь наблюдений.

Метод определения лучевых скоростей при помощи призмной камеры можно значительно улучшить, если вместо обыкновенной призмы употребить призму прямого зрения (один флинт и два крона). Причина заключается в том, что призма прямого зрения имеет нормальное поле (т. е. без дисторсии), и в этом случае, в принципе, устраняется необходимость в редукции измеряемых расстояний к центру пластинки. Реверзионный метод с призмой прямого зрения, изготовленной из новых сортов стекол (с пониженной дисторсией), с успехом был развит во Франции Ш. Ференбахом, его сотрудниками и учениками. Только им удалось доказать большую эффективность этого метода. Можно возлагать также надежды на применение в этой области прозрачных мозаичных дифракционных решеток или комбинации решеток с призмами. Дальнейшее улучшение метода могут внести некоторые другие факторы. К ним необходимо отнести отличную, максимально жесткую связь между призмой, объективом и фотографической пластинкой, — жесткость всей призмной камеры в целом. Большую роль играет гидрирование. В случае обыкновенной призмы большим недостатком является различие в зенитных расстояниях фотографируемой площади неба и звезды, по которой гидрируют. Вообще очень желательно найти прием для гидрирования по звезде, находящейся в самом фотографируемом поле.

Были предложены и другие методы. В частности, в Пулковской обсерватории Л. А. Панайотовым был применен весьма оригинальный метод. Использовалась камера с трехкомпонентной (предобъективной) призмой. В центре последней помещалась небольшая, но аналогичная, призма прямого зрения из тех же сортов стекла. Она ориентировалась таким образом, что ее дисперсия была направлена в противоположную сторону по отношению к большой, основной призме. Комбинация близ оптической оси объектива и камеры была аналогичной плоскопараллельной пластинке. Таким образом, в спектре, при его расширении, получалась поперек дисперсии как бы линия излучения, образованная прямым изображением диска дрожания звезды, растянутого по прямому восхождению в черточку. Относительно этого репера оказалось возможным измерять положение других, звездных линий. В. П. Линником было также предложено использовать в бесщелевом спектрографе реперы, образованные за счет интерференции небольшой доли континуума звезды в специальном устройстве. Реперы располагаются над спектром звезды, вдоль него, перпендикулярно к дисперсии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В и т р п ч е н к о В. А., Перем. звезды 17, 680, 1971.
2. К и л а д з е Р. И., Бюлл. АБАО 29, 35, 1959.
3. Л е н г а у э р Г. Г., Изв. ГАО № 189—190, 1971.
4. П а н а и о т о в Л. А., Изв. ГАО № 152, 1954.

5. Ш а й н Г. А., Ш а й н П. Ф., ДАН СССР 45, 338, 1943.
6. A b h y a n k a r K. D., Obs. 83, 252, 1963.
7. A n d r e w s D. H. in: Determination of Radial Velocity and Applications, ed. A. H. B u t t e n a. F. F. H e d r e., London—New York, 1967, p. 33.
8. B i s b r o e c k G. v a n ApJ 64, 258, 1926.
9. B o k B. J., M c C u s k e y S. W., Ann. Harv. Obs. 105, 16, 327, 1937.
10. C h r i s t e W. H., J. Roy. Astr. Soc. Canada 28, 297, 1934.
11. D u f t o n A. F., M. N. 92, 688, 1932.
12. F e h r e n b a c h Ch., Ann. Ap. 10, 257, 306, 1947.
13. L u r y R. E. d e, J. Roy. Astr. Soc. Canada 28, 385, 1934.
14. M i l l m a n P. M., J. Roy. Astr. Soc. Canada 25, 281, 1931.
15. P o l n e r H. K., ApJ 24, 51, 1906.
16. P e t r i e R. M., G i r l i n g S. S., Contr. Don. Ap. Obs. Victoria, № 13, 1948.
17. S c h a l é n C., Ark. Astr. 1, 545, 1954.
18. T r e n o r P. J., M. N. 108, 189, 1948.
19. V o n d e k e r h o v e E., Comm. Obs. Roy. Belgique 30, 1, 1951.
20. W e s s e l i n k A. J., M. N. South Africa 11, 39, 1952.



**СИСТЕМЫ ДЛИН ВОЛН СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ,  
ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ**

§ 103. Система Роуланда и интернациональная система. В астрономии следует различать понятие системы длин волн в общепринятом смысле (например, система Роуланда) от специального понятия системы длин волн в проблеме определения лучевых скоростей. Под последней следует подразумевать таблицу длин волн сравнительно небольшого числа спектральных линий, специально выбранных для измерения лучевых скоростей. В последующем изложении понятие системы длин волн употребляется преимущественно в последнем смысле. Кардинальным пунктом при определении лучевых скоростей небесных тел является вопрос о выборе спектральных линий и об их длинах волн для неподвижного источника света. Как это следует из формулы Доплера — Физо, необходимо знать смещение  $\Delta\lambda$  и значение  $\lambda_0$  для неподвижного источника света. С практической точки зрения нерационально измерять такого рода смещение  $\Delta\lambda$  непосредственно, пользуясь, например, многочисленными линиями Fe или Ti в спектрах звезды и источника сравнения (дуги или искры). Этим приемом невозможно пользоваться хотя бы потому, что в спектрах звезд ранних классов эти линии очень слабы или отсутствуют, а в спектрах звезд иных классов имеется много других пригодных линий. Поэтому дело сводится, с одной стороны, к точному измерению длин волн спектральных линий в спектре небесного тела, а с другой, — к определениям их точного значения для неподвижного источника света. Результаты измерений, если отвлечься от ошибок самих измерений, зависят от системы длин волн тех «реперов», на которых основана дисперсионная формула (З. 55). Эта система неизбежно связана с ошибками как систематического, так и случайного характера. Если речь идет только о проблеме определения лучевых скоростей, то вопрос о нуль-пункте системы длин волн не играет роли, так как важно знать не абсолютные, а лишь относительные значения длин волн.

Определение длин волн спектральных линий различных элементов для неподвижного источника света может быть выполнено двумя путями, которые, однако, с астрофизической точки зрения отнюдь не могут быть рассматриваемы как безупречные. Один из них заключается в определении с возможно большей тщательностью длин волн разных элементов (в особенности более простых, как H, He, O, Mg) чисто лабораторными методами. Второй путь заключается в измерениях спектральных линий солнечного спектра, полученного при помощи дифракционной решетки при большей дисперсии. До недавнего времени в астроспектроскопии пользовались системой длин волн Г. Роуланда, основанной на наблюдениях солнечного спектра при помощи дифракционной решетки. Однако вследствие того, что эта система «привязана» к несколько размытой натриевой линии D<sub>1</sub>, длина волны которой в то время была недостаточно хорошо известна, а также вследствие некоторых систематических ошибок эта система ныне заменена так называемой интернациональной

(сокращенно I. A.). Главным репером (стандартом) этой системы служит измеренная при помощи интерферометра очень резкая линия кадмия  $\lambda = 6438,4696 \text{ \AA}$  при давлении 760 мм и температуре 15 °C. Далее были измерены также при помощи интерферометра 306 вторичных стандартов железа, довольно равномерно распределенных в пределах от 2448 до 6678  $\text{\AA}$ , и по 20 вторичных стандартов неона и криптона. Наконец, пользуясь этими стандартами, уже интерполяционным путем, были получены при помощи вогнутой дифракционной решетки длины волн значительного числа других линий железа — третичных стандартов. Ко всем этим стандартным линиям постепенно «привязывались» линии других элементов.

В течение многих лет на обсерватории Маунт Вилсон вновь были измерены длины волн всех спектральных линий солнечного спектра в интернациональной системе, в результате чего в 1928 г. появился фундаментальный труд «Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spektrum Wave-Lengths» (сокращенно RRPT). Эту систему можно считать вполне удовлетворительной для астрофизических целей, так как точность ее около 0,002  $\text{\AA}$ , что значительно превосходит точность измерений в астроспектроскопии. В настоящее время в солнечной спектроскопии пользуются интернациональной системой, но для звезд при определении лучевых скоростей системы Роуланда и интернациональная имели еще до недавнего времени одинаковое распространение. Еще и сейчас для целого ряда задач представляется необходимым переход от системы Роуланда к системе I. A., и для этой цели может служить табл. XXI. Точность приводимых в ней поправок 0,01—0,02  $\text{\AA}$ .

ТАБЛИЦА XXI

| Участок спектра, $\text{\AA}$ | I. A. — Роуланд, $\text{\AA}$ | Участок спектра, $\text{\AA}$ | I. A. — Роуланд, $\text{\AA}$ | Участок спектра, $\text{\AA}$ | I. A. — Роуланд, $\text{\AA}$ |
|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 6850—6750                     | —0,24                         | 5325—4350                     | —0,18                         | 5375—5325                     | —0,19                         |
| 6750—6570                     | —0,23                         | 6850—6750                     | —0,24                         | 5325—4550                     | —0,18                         |
| 6570—5500                     | —0,22                         | 6750—6570                     | —0,23                         | 4550—4350                     | —0,17                         |
| 5500—5400                     | —0,21                         | 6570—5500                     | —0,22                         | 4350—4150                     | —0,16                         |
| 5400—5375                     | —0,20                         | 5500—5400                     | —0,21                         | 4150—3503                     | —0,15                         |
| 5375—5325                     | —0,19                         | 5400—5375                     | —0,20                         |                               |                               |

В дальнейшем последовало уточнение этой системы длин волн линий в солнечном спектре. Х. Д. Бэбкоком были опубликованы систематические поправки. Каталог RRPT был основан на международной шкале длин волн 1922 г. Для редукции на фактическую шкалу 1928 г. используются поправки, приведенные в табл. XXII. В последующем была опубликована также и вторая ревизия (SRRPT) каталога Г. Роуланда (RPT) 1895—1897 гг.

ТАБЛИЦА XXII

| Область спектра, $\text{\AA}$ | Поправка к шкале 1922 г., $\text{\AA}$ | Область спектра, $\text{\AA}$ | Поправка к шкале 1922 г., $\text{\AA}$ | Область спектра, $\text{\AA}$ | Поправка к шкале 1922 г., $\text{\AA}$ |
|-------------------------------|----------------------------------------|-------------------------------|----------------------------------------|-------------------------------|----------------------------------------|
| 2995—3133                     | —0,0012                                | 5600—5780                     | (—0,003)                               | 6630                          | —0,009                                 |
| 3133—3370                     | (—0,0010)                              | 5780—5960                     | (—0,004)                               | 6800                          | —0,010                                 |
| 3370—3705                     | —0,0006                                | 5960—6125                     | —0,005                                 | 6900                          | —0,012                                 |
| 3719—3849                     | —0,0015                                | 6125—6290                     | —0,006                                 | 7000                          | —0,014                                 |
| 3850—3969                     | —0,0015                                | 6290—6455                     | —0,007                                 | 7100                          | —0,016                                 |
| 4000—5600                     | —0,002                                 | 6455—6630                     | —0,008                                 |                               |                                        |

Примечание. Числа в скобках получены интерполяцией.

Эталонная основная длина волны красной линии Cd I  $\lambda=6438,4696 \text{ \AA}$ , измеренная интерферометром, была принята в 1905 г. на Международном конгрессе по исследованиям Солнца и стала определением единицы длины волны, которая получила название ангстрема. Таким образом основной стандарт длины волны определен точно. Эта же длина волны была сравнена с «прототипом» или «прообразом» платино-иридиевого метра, хранящимся в Севре (Франция) и принятом 26 сентября 1889 г. в качестве международной единицы длины I Генеральной конференцией по мерам и весам. На VII конференции 1927 г. была принята длина волны Cd I  $\lambda=6438,4696 \text{ \AA}$ , сравненная интерферометрически с прототипом метра, в качестве естественного эталона — «свидетеля» метра. При этом был строго фиксирован источник спектра для воспроизведения этой длины волны. По линии  $\lambda=6438,4696 \text{ \AA}$  можно было контролировать постоянство и сохранность прототипа метра. Если бы эта длина волны, измеренная, конечно, с некоторой ошибкой не была бы принята фиксированной, то по мере ее уточнения пришлось бы изменять длины волн всех других линий всех химических элементов, занесенных в таблицы. Именно поэтому длина волны красной линии Cd I, определенная с точностью  $1 : 10^7$ , была принята за постоянную, эталонную. Отсюда следовало, что и международный ангстрем, обозначаемый  $\text{\AA}$  или просто  $\text{\AA}$  (в отличие от прежнего  $\text{\AA}$ ), является фиксированным. А именно,

$$1 \text{\AA} = \frac{\lambda (\text{красной линии Cd I})}{6438,4696}.$$

Таким образом, строго говоря, эта единица не равна  $10^{-10} \text{ м} = 10^{-8} \text{ см}$ , что следует иметь в виду при точных измерениях. Истинное значение уточненной длины волны Cd I красной линии не равно 6438,4696. Отметим, что прототип метра, измеренный тоже с точностью до 0,1 мк, является одним (№ 6) из серии 30 образцов, изготовленных для стран — участниц I Генеральной конференции по мерам и весам. Россия тогда же получила два образца метра из этой серии (№ 11 и № 28), причем № 28 декретом СНК от 14 сентября 1918 г. принят основным. Точность сравнения этих, как и других образцов, с прототипом метра составляла 0,2 мк, что вполне устраивало науку и промышленность в течение 71 года! Прототип метра хорошо сохранял длину со временем. Он был сравнен также и с «архивным» платиновым метром, хранящимся в архиве Франции, и принятым с 10 декабря 1799 г. в качестве основного (до 1889 г.) и изготовленным после градусных измерений дуги Парижского меридиана. Точность его воспроизведения составляла в то время 20 мк и именно поэтому в 1889 г. он был заменен на северский прототип метра. Но важно то, что в то время за единицу длины принималась естественная величина.

Примерно такое же положение получилось в конце 50-х годов XX в. Нужна была более точная и легко воспроизводимая единица длины. Красная линия CdI оказалась для этого непригодной. Выяснилось, что она достаточно широка (вследствие различных причин уширения линий вообще) и ее длина волны, определенная в воздухе, зависит от физических характеристик самого воздуха.

Кроме того, она излучается природной смесью изотопов, что также способствует уширению линии. Не помогло и создание более совершенных источников спектра CdI, например, трубок с полым катодом, дающих сузженные линии.

Учитывая отсутствие сверхтонкой структуры в линиях спектров инертных газов (одного какого-либо изотопа), выбрали после многочисленных экспериментов оранжевую линию изотопа криптона  $\text{Kr}^{86}$ . Длина волны этой линии, ранее обозначенной по Ф. Пашену  $2p_{10} - 5d_5$ , а теперь

$5p\left[0, \frac{1}{2}\right]_1 - 6d\left[0, \frac{1}{2}\right]_1$ , была определена точным интерферометрическим методом. В настоящее время значение длины волны оранжевой линии криптона  $\text{Kr}^{86}$  в вакууме определено с точностью  $1 : 10^9$  и равно

$$\lambda_0 = 6057,802105 \text{ \AA}$$

в стандартном воздухе ( $t = +15^\circ \text{C}$ ,  $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $\text{CO}_2$  по объему составляет  $0,03\%$ )

$$\lambda = 6056,125253 \text{ \AA},$$

в единицах же волновых чисел

$$\sigma_0 = \frac{1}{\lambda_0} = 16507,6373 \text{ см}^{-1}.$$

Пересчет  $\lambda$  в  $\lambda_0$  и наоборот делается по соотношению

$$\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda = (n_\lambda - 1)\lambda$$

в соответствии с принятой формулой Б. Эдлена (1952 г.) для дисперсии стандартного воздуха ( $\sigma$  в  $\text{мк}^{-1}$ ):

$$(n_\lambda - 1) \cdot 10^8 = 6432,8 + \frac{2949810}{146 - \sigma^2} + \frac{25540}{41 - \sigma^2}. \quad (3.65)$$

11-я сессия Консультативного совета по определению метра предложила использовать длину волны оранжевой линии  $\text{Kr}^{86}$  в вакууме  $\lambda_0 = 6057,8021 \text{ \AA}$  (а не уточненную и приведенную выше) в качестве первичной эталонной и рекомендовала путь для определения; далее эта рекомендация была принята Международным комитетом мер и весов и утверждена Генеральной конференцией по мерам и весам 14 октября 1960 г. Вот что было сказано в ее резолюции (пункт 6): «Международный прототип более не определяет метра с достаточной для нужд современной метрологии точностью и, с другой стороны, желательно принять новый е с т е с т в е н н ы й и нерушимый эталон единицы длины, поэтому решено:

1. Длина метра равна  $1\,650\,763,73$  длин волн в вакууме излучения, соответствующего переходам между уровнями  $2p_{10}$  и  $5d_5$  атома криптона-86.

2. Определение метра, существовавшее с 1889 г., основанное на международном прототипе из платино-иридия, считать недействительным.

3. Международный прототип метра, утвержденный I Генеральной конференцией по мерам и весам в 1889 г., будет сохраняться в Международном бюро мер и весов в тех же условиях, которые были для него определены в 1889 г.».

После установления нового эталона метра потребовалась разработка методов его воспроизведения и передачи его размера эталоном, удобным в обращении. Были измерены и продолжают измеряться длины волн других изотопов и элементов — вторичные эталоны, в частности, другие линии  $\text{Kr}^{86}$ ,  $\text{Hg}^{198}$ ,  $\text{Cd}^{114}$ , а также  $\text{Ar}$ ,  $\text{Th}$ ,  $\text{Fe}$  и многих других. Существенно, во-первых, что новое определение метра не связано с дальнейшим повышением точности длины волны — первичного эталона  $\text{Kr}^{86}$  и, во-вторых, что теперь  $1 \text{ \AA}$  равен  $10^{-10} \text{ м}$  или  $10^{-8} \text{ см}$  и притом точно. Естественно, что новый эталон потребует в свое время замены, но ясно, что это произойдет не очень скоро. В настоящее время такое определение вполне удовлетворяет современную технику и физику, чего нельзя сказать про прототип метра. Кроме того, теперь эталон снова является «естественным», природным.

Однако основная трудность проблемы изучения сдвигов линий заключается не столько в самой системе длин волн, сколько в том, что та или иная

система длин волн вообще может отличаться от лабораторной вследствие различных физических условий на звездах и в лаборатории. Кроме того, едва ли вообще одна система может иметь приложение к звездам различных спектральных классов при очень большом разнообразии физических условий, господствующих на них. Наконец, наблюдаемые в звездных спектрах линии в подавляющем большинстве случаев представляют собой бленды, т. е. состоят из нескольких составляющих, обязанных линиям различной стадии возбуждения и ионизации.

**§ 104. Система длин волн для звездных спектров классов О и В.** Вопрос о системе длин волн спектральных линий, в особенности при определении лучевых скоростей, следует рассматривать отдельно для звезд ранних и для звезд поздних спектральных классов. Спектры звезд более ранних классов О, В, А и отчасти F, будучи сравнительно более простыми, как известно, содержат главным образом линии водорода, гелия, кислорода, кремния, щелочных металлов и редкоземельных элементов. В спектрах звезд классов А—F уже обнаруживается очень значительное число линий нейтральных и ионизованных атомов. Но даже в спектрах звезд классов О и В спектральные линии часто являются блендами. Однако и в случае изолированных линий необходимо с большей осторожностью пользоваться системой лабораторных длин волн, так как, по-видимому, особенно для этих звезд, нельзя всякое смещение спектральных линий интерпретировать как доплерово. Условия образования спектральных линий в атмосферах звезд весьма значительно отличаются от тех, которые имеют место в наших лабораториях. Здесь может действовать, например, гравитационный эффект, вызывающий смещение линий к красному концу. Если наше Солнце имело бы массу в несколько раз больше, чем в действительности, а радиус в несколько раз меньше, то длины волн, основанные на измерениях солнечного спектра, разошлись бы очень сильно с лабораторными длинами волн. При фактической массе и радиусе Солнца сдвиги достигают в среднем  $0,01 \text{ \AA}$ . Если такой гравитационный эффект имеет место на звездах, то применение нашей лабораторной системы длин волн приведет к ложной интерпретации движения звезд. В этом случае звезды в среднем обнаружат тенденцию иметь положительную лучевую скорость, т. е. будет казаться, что звезды в среднем имеют тенденцию удаляться от нас. Этот эффект у звезд класса О и у белых карликов, по-видимому, достигает значительной величины (несколько единиц и даже десятков км/сек).

Говоря о возможных различиях в условиях образования спектра в лаборатории и в атмосферах звезд, влияющих на значение длин волн, можно, например, упомянуть об эффекте Штарка, т. е. о влиянии на излучение отдельных атомов окружающих их ионных и электронных полей. Профиль некоторых линий в этом случае делается асимметричным, а иногда появляются запрещенные линии, в частности, вблизи известных линий гелия. При дисперсиях, употребляющихся в астроспектроскопии, разделение линий не будет иметь места, и в результате получается видимое изменение длины волны. То же можно сказать и о сдвигах, обусловленных эффектом давления. Однако лабораторная система длин волн применяется все же с некоторыми ограничениями к звездам классов О и А. Другого пути для определения лучевых скоростей этих звезд не существует. Для большинства линий в спектрах звезд ранних классов принимают лабораторные значения длин волн. Однако для некоторых линий наблюдаются значительные систематические отклонения. Для этих линий принимаются такие значения длин волн, при которых в среднем для ряда звезд получаются наименьшие отклонения в скоростях от среднего значения лучевой скорости, основанной на всех других линиях. В спектрах туманностей и некоторых звезд обнаруживаются запрещенные линии, которые соответствуют переходам из метастабильных состояний

атома. Для этих линий длины волн могут быть вычислены, поскольку известны энергии соответствующих уровней. В табл. XXIII дан список длин волн спектральных линий для звезд классов О и В, разработанный по указанному выше принципу на обсерватории Виктории в Канаде. Эта система может быть рассматриваема в настоящее время как наилучшая для звезд классов О и В. Ее улучшение в настоящее время все же начато.

ТАБЛИЦА XXIII

| Длина волны, Å | Идентификация | Длина волны, Å | Идентификация | Длина волны, Å | Идентификация | Длина волны, Å | Идентификация | Длина волны, Å | Идентификация |
|----------------|---------------|----------------|---------------|----------------|---------------|----------------|---------------|----------------|---------------|
| 3933,664       | Ca II         | 4097,330       | N III         | 4267,16        | C II          | 4471,477       | He I          | 4634,145       | N III         |
| 3964,727       | He I          | 4101,738       | H I           | 4317,144       | O II          | 4481,228       | Mg II         | 4638,857       | O II          |
| 3968,465       | Ca II         | 4103,394       | N III         | 4319,635       | O II          | 4510,906       | N III         | 4640,632       | N III         |
| 3970,075       | H I           | 4116,103       | Si IV         | 4340,466       | H I           | 4514,861       | N III         | 4641,873       | N III         |
| 3994,996       | N II          | 4119,221       | O II          | 4349,428       | O II          | 4523,59        | N III         | 4649,141       | O II          |
| 4009,27        | He I          | 4120,812       | He I          | 4351,270       | O II          | 4541,61        | He II         | 4650,844       | O II          |
| 4026,189       | He I          | 4128,051       | Si II         | 4379,100       | N III         | 4552,622       | Si III        | 4651,46        | C III         |
| 4069,794       | O II          | 4130,876       | Si II         | 4387,928       | He I          | 4567,841       | Si III        | 4685,74        | He II         |
| 4072,162       | O II          | 4143,759       | He I          | 4414,904       | O II          | 4574,758       | Si III        | 4713,143       | He I          |
| 4075,868       | O II          | 4153,304       | He II         | 4416,975       | O II          | 4590,974       | O II          | 4861,327       | H I           |
| 4088,862       | Si IV         | 4163,97        | He I          | 4437,549       | He I          | 4596,178       | O II          | 4921,929       | He I          |

§ 105. Система длин волн для звездных спектров классов F—K. Система лабораторных длин волн не может быть применена к спектрам звезд, начиная с класса A и дальше. Даже при значительной дисперсии (порядка 0,1 м/Å около  $H_\gamma$ ) число спектральных линий возрастает столь сильно, что изолированных линий остается очень мало. Подавляющее большинство линий в той или иной степени являются блендами. Интенсивность отдельных линий, составляющих данную бленду, большей частью значительно меняется с изменением температуры и спектрального класса, и поэтому эффективное значение длины волн бленды меняется от звезды к звезде. В некоторых случаях длина волны увеличивается при переходе к более поздним классам, в других — уменьшается, а иногда имеет место максимум или минимум в промежуточном классе. Это обстоятельство очень осложняет и построение, и пользование единой системой длин волн, даже в пределах двух смежных спектральных классов. Поэтому трудно не только применить здесь лабораторную систему длин волн или систему Роуланда, но даже найти какие-либо постоянные эмпирические поправки.

Проблема построения системы опорных длин волн линий, пригодных для определения лучевых скоростей, решается сравнительно более легко для звезд солнечного класса (класса G). Эту задачу решают в известной степени последовательными приближениями. Сначала пользуются значениями длин волн из упомянутой в § 103 новой таблицы Роуланда (RRPT) и определяют для выбранных линий лучевые скорости Солнца, Луны, Марса и некоторых других планет. Полученные лучевые скорости для отдельных линий сопоставляются с теоретическими значениями этих скоростей, основанных на нашем весьма точном знании размеров и формы орбит тел Солнечной системы. Учитывая систематические отклонения в лучевых скоростях для отдельных линий, исправляют длины волн последних так, чтобы для указанных выше объектов получить в среднем скорости, возможно более близкие к теоретическим значениям. Разумеется, эти эмпирические поправки не будут одинаковыми для различных дисперсий. В этом и заключается причина, почему трудно создать единую систему длин волн, пригодную для всех инструментов и для всех обсерваторий. Дальнейшим этапом в улучшении си-

стемы длин волн стандартных линий является ее распространение на звезды смежных классов F и K. Среди членов некоторых звездных скоплений, например, в скоплении Тельца, имеются звезды классов F, G и K. Предварительно разработанная система длин волн для классов G позволяет определить скорость звезд этого класса в скоплении, и, следовательно, скорость скопления в целом. Отсюда, обратно, по известной скорости для этого скопления определяют длины волн линий в спектрах звезд классов F и K так, чтобы они удовлетворяли наилучшим образом лучевой скорости скопления. С этой же целью могут быть также использованы двойные звезды, один из компонентов которых принадлежит к классу G, а другой к классу F или K. На основе указанного принципа и была разработана на обсерватории Виктории в Канаде система длин волн стандартных линий, пригодных для определения лучевых скоростей звезд классов F—K при пользовании большой дисперсией

ТАБЛИЦА XXIV

| Длина волны,<br>I. Å. | Спектральный<br>класс | Идентификация         | Длина волны,<br>I. Å. | Спектральный<br>класс | Идентификация |
|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|---------------|
| 3933,684              | F4—K8                 | Ca II                 | 4191,555              | F4—G0                 | Fe I          |
| 3968,494              | F4—K8                 | Ca II                 | 4202,093              | G0—K8                 | Fe I, Ni I    |
| 4006,205              | F4—K8                 | Fe I                  | 4250,466              | F4—G5                 | Fe I          |
| 4030,673              | F4—K8                 | Fe I, Mn I            | 4254,330              | F4—K8                 | Cr I          |
| 4045,827              | F4—K8                 | Fe I                  | 4260,429              | F4—K8                 | Fe I          |
| 4063,607              | F4—G0                 | Fe I                  | 4282,640              | F4—K8                 | Fe I, Ca I    |
| 4071,751              | F4—K8                 | Fe I                  | {                     | F5                    | Fe I, Ti II   |
| 4077,710              | F8—K2                 | Sr II, Fe I, Ti I     |                       | K2—K8                 |               |
| 4092,512              | F4—K8                 | Ca I, Fe I            |                       | F4—K8                 | Fe I, Ti I    |
| 4101,742              | F4—G5                 | H <sub>δ</sub> , Fe I | 4404,745              | G0—K8                 | Fe I          |
| 4118,702              | G0—K2                 | Fe I, Co I            | 4415,137              | G0—K8                 | Fe I          |
| 4143,772              | G0—K0                 | Fe I                  | 4427,319              | G0—K8                 | Fe I          |
|                       |                       |                       | 4494,575              | G9—K8                 | Fe I          |

(0,1 мμ/Å) и умеренной дисперсией (0,03 мμ/Å). В табл. XXIV приведен список этих линий для умеренной, а в табл. XXV для большой дисперсии (во втором столбце дан предел спектральных классов, для которых данная линия пригодна).

ТАБЛИЦА XXV

| Длина волны,<br>I Å | Спектральный<br>класс | Идентификация         | Длина волны,<br>I Å | Спектральный<br>класс | Идентификация              |
|---------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|-----------------------|----------------------------|
| 4045,804            | F4—K0                 | Fe I                  | 4271,776            | F4—K8                 | Fe I                       |
| 4063,554            | F4—K8                 | Fe I                  | 4274,808            | F4—K8                 | Cr I                       |
| 4071,738            | F4—K8                 | Fe I, V I             | 4307,859            | F4—G0                 | Fe I, Ti II, Ca I          |
| 4077,640            | F4—K8                 | Sr II, La II, Y II    | 4325,777            | F4—K8                 | Fe I                       |
| 4101,742            | F4—G0                 | H <sub>δ</sub> , Fe I | 4340,477            | F4—K8                 | H <sub>γ</sub>             |
| 4132,061            | F4—K8                 | Fe I                  | 4351,833            | F4—K8                 | Cr I, Fe I, Fe II,<br>Mg I |
| 4235,591            | F4—K8                 | Fe I                  | 4375,900            | F4—K8                 | Fe I                       |
| 4246,838            | F4—K8                 | Sc II                 | 4383,659            | F4—K8                 | Fe I                       |
| 4250,799            | F4—K8                 | Fe I                  | 4404,763            | F4—K8                 | Fe I                       |
| 4254,330            | F4—K8                 | Cr I                  | 4441,262            | F4—K8                 | Fe I, Ti I                 |

§ 106. Система длин волн для звездных спектров классов А—F. Система длин волн стандартных линий, пригодных для определения лучевых скоростей звезд класса А и первых подклассов F, строится приблизительно на тех же принципах, что и система для звезд F—K. В настоящее время можно

выбрать некоторые скопления (Тельца, Волос Вероники, Большой Медведицы), в которых имеются звезды класса А—F. Этот источник дополняется также двойными звездами с компонентами классов G—A и G—F, что позволяет по лучевым скоростям скоплений и двойных систем найти лучевую скорость скопления в целом. Далее, базируясь на этих скоростях, приспособляют длины волн линий в спектрах звезд классов А—F в том же скоплении, чтобы скорости по этим линиям давали скорость скопления. При этом, по возможности, с одной стороны, стараются избегать blends, а с другой, — выбирают такие линии или blends, длины волн которых не меняются для возможно большего предела спектральных подразделений. Следует также упомянуть, что для указанной выше цели можно вычислить лучевую скорость звезд скопления, когда для них с большой точностью известны параллакс и собственное движение. В этом случае всегда можно воспользоваться такими скоплениями, в которых звезды классов G совершенно отсутствуют.

ТАБЛИЦА XXVI

| Длина волны, Å | Спектральный класс | Идентификация      | Дисперсия *) | Длина волны, Å | Спектральный класс | Идентификация       | Дисперсия *) |
|----------------|--------------------|--------------------|--------------|----------------|--------------------|---------------------|--------------|
| 3933,684       | A0—F2              | Ca II              | 1 ; 2        | 4233,312       | A0—F2              | Fe II, Fe I, Cr II  | 1,2          |
| 3956,594       | A0—A8              | Fe I, Ti I, Ca I   | 2            | 4250,510       | A0—F2              | Fe I, Fe I          | 1,2          |
| 3956,639       | A0—F2              | Fe I, Ti I, Ca I   | 1            | 4271,542       | A0—F2              | Fe I, Fe I          | 1            |
| 3968,494       | A0—A3              | Ca II              | 1 ; 2        | 4271,562       | A0—F2              | Fe I, Fe I          | 2            |
| 3970,078       | A0—A3              | H <sub>ε</sub>     | 1 ; 2        | 4307,914       | A0—F2              | Fe I                | 1            |
| 4024,784       | A0—F2              | Fe I, Fe II, Ti II | 1            | 4340,477       | A0—F2              | H <sub>γ</sub>      | 2            |
| 4030,540       | A0—F2              | Mn I, Fe I, Cr II  | 2            | 4340,526       | A0—F2              | H <sub>γ</sub>      | 1            |
| 4030,615       | A0—F2              | Mn I, Fe I         | 1            | 4404,726       | A0—F2              | Fe I, Fe I          | 1            |
| 4045,667       | A0—F2              | Fe I, Zr II, Mn I  | 2            | 4481,241       | A0—A8              | Mg II, Cr II, Fe II | 2            |
| 4045,796       | A0—F2              | Fe I, Zr II        | 1            | 4481,293       | A0—A8              | Mg II, Cr II, Fe II | 1            |
| 4063,416       | A0—F2              | Fe I, Fe I         | 2            | 4501,280       | A5—F2              | Ti II               | 1            |
| 4063,555       | A0—F2              | Fe I, Cr II        | 1            | 4534,018       | A0—A6              | Ti II, Fe II        | 1,2          |
| 4071,546       | A0—F2              | Fe I, Fe I, Cr II  | 2            | 4549,560       | A3—F2              | Fe II, Ti II        | 1,2          |
| 4071,687       | A3—F2              | Fe I, Fe I         | 1            | 4549,600       | A0—F2              | Ti II, Fe II        | 2            |
| 4101,750       | A0—F2              | H <sub>δ</sub>     | 1 ; 2        | 4861,344       | A0—A3              | H <sub>β</sub>      | 1            |
| 4215,600       | A0—A8              | Sr II, Cr II, Fe I | 1 ; 2        |                |                    |                     |              |

\*) 1 — обратная призменная дисперсия 30 Å/мм; 2 — 51 Å/мм.

В табл. XXVI и XXVII приводится система длин волн стандартных линий для звезд классов А—F, разработанная на обсерватории Виктории

ТАБЛИЦА XXVII

| Длина волны, Å | Спектральный класс | Идентификация       | Длина волны, Å | Спектральный класс | Идентификация  |
|----------------|--------------------|---------------------|----------------|--------------------|----------------|
| 3933,640       | A0—F0              | Ca II               | 4233,308       | A0—F2              | Fe II, Fe I    |
| 3968,494       | A0—A2              | Ca II               | 4250,506       | A0—A5              | Fe I *)        |
|                |                    |                     | 4259,348       | A0—F2              | Cr I           |
| 4030,653       | A5—F2              | Mn I, Fe I, Ti I    | 4271,532       | A0—F2              | Fe I *)        |
| 4045,804       | A0—F2              | Fe I *)             | 4340,477       | A0—F2              | H <sub>γ</sub> |
| 4063,564       | A0—F2              | Fe I *)             | 4404,763       | A0—F2              | Fe I           |
| 4071,698       | A0—F2              | Fe I *)             | 4415,137       | A0—F2              | Fe I           |
| 4077,652       | A0                 | Sr II, Cr II, La II | 4481,192       | A0—A5              | Mg II, Fe II   |
| 4101,787       | A0—F2              | H <sub>δ</sub>      | 4501,280       | A5—F2              | Ti II          |
| 4130,884       | A0—A5              | Si II               | 4508,293       | A0—F2              | Fe II          |
| 4180,765       | A0—A5              | Fe II, Cr II        | 4549,541       | A0—F2              | Fe II, Ti II   |
| 4202,042       | A3—F2              | Fe I                | —              |                    |                |
| 4215,596       | A0—A5              | Sr II, Cr II, Zr II | —              |                    |                |

\*) Бленда.



в Канаде, соответственно при умеренной и большой дисперсии. В последнее время хорошие результаты для большей дисперсии получаются из вычислений длин волн по комбинационному принципу Ритца.

**§ 107. Определение лучевых скоростей слабых звезд.** Построение системы стандартных длин волн для определения лучевых скоростей на указанных выше принципах возможно в том случае, когда обсерватория обладает достаточно мощным телескопом для получения спектров сравнительно слабых звезд классов G в скоплениях. Это стало возможным лишь недавно. Иногда и в настоящее время идут по более старому пути. Базируясь на длинах волн возможно более изолированных линий, определяют лучевые скорости ряда более ярких звезд данного класса при помощи трехпризмленного или дифракционного спектрографа при дисперсии около  $0,1 \text{ мм}/\text{\AA}$ . При этом предпочитают брать не лабораторные значения длин волн, а Роуландовские, но в системе I.A. Причина заключается в том, что различие физических условий в атмосферах звезд и в лаборатории может обусловить систематическое различие в системах длин волн. На основании остаточных разностей для индивидуальных линий в спектрах разных звезд длины волн стараются приспособить так, чтобы получить согласованную внутри самой себя систему длин волн. При пользовании более умеренной дисперсией в основу берут сначала систему длин волн, разработанную для большой дисперсии, и уже далее, при обработке материала, полученного с меньшей дисперсией путем приведения остаточных скоростей для индивидуальных линий к минимуму, находят новую систему, пригодную для данной дисперсии.

Не все обсерватории, которые занимаются определением лучевых скоростей звезд, должны создавать свою собственную систему, идя по указанному выше сложному пути. Хотя, несомненно, система длин волн индивидуальных линий очень зависит от дисперсии и чистоты спектра, тем не менее при сравнительно небольшом различии в дисперсии может служить в общем одна и та же система длин волн. Поэтому для большой, умеренной и малой дисперсии может быть рекомендована соответствующая система длин волн, разработанная на одной-двух обсерваториях. Все другие обсерватории, беря в основу систему, наиболее близкую к дисперсии, приспособливают ее так, чтобы остаточные разности для индивидуальных линий были приведены к минимуму.

В настоящее время возникает необходимость в определении лучевых скоростей более слабых звезд. Объясняется это отчасти и тем, что в отношении определения лучевых скоростей постепенно исчерпываются более яркие звезды. Но главная причина здесь лежит в том, что для изучения динамики галактической системы и астрономической (т. е. наблюдающейся) части Вселенной вообще особую ценность представляет знание лучевых скоростей далеких и слабых звезд и других небесных объектов. Для достижения этой цели, с одной стороны, стараются усовершенствовать спектрографы, а с другой, — все чаще и чаще прибегают к меньшей линейной дисперсии. Постепенно обратная дисперсия  $70\text{--}90 \text{ \AA}/\text{мм}$  становится рабочей дисперсией. В соответствии с этим, системы стандартных длин волн, разработанные ранее для обратной дисперсии  $30\text{--}40 \text{ \AA}/\text{мм}$ , стараются приспособить к меньшей дисперсии, опять-таки путем приведения к минимуму остаточных скоростей для отдельных линий. При переходе к малой дисперсии все в большей степени приходится иметь дело не с линиями, а с блендами, и в этом случае понятие длины волны все более и более теряет смысл. Действительно, нельзя говорить о длине волны в случае бленды, состоящей из многих линий. Поэтому представляется целесообразным в случае малой и очень малой дисперсии составить список не длин волн стандартных линий, а список отсчетов микрометрического винта, основанных на измерениях ряда деталей в спектрах

известного числа звезд с хорошо известными скоростями, а также тел Солнечной системы. Путем исследования выясняется, какие детали не меняются в пределах одного-двух спектральных классов, и только для этих деталей составляются списки отсчетов. С таблицей этих нормальных отсчетов сравниваются отсчеты для всякой другой звезды и, после приведения к одной и той же дисперсии, при помощи линий спектра сравнения определяют лучевую скорость исследуемой звезды по схеме, указанной в § 96.

**§ 108. Применение спектрокомпаратора Гартмана** имеет исключительное значение в задаче определения лучевых скоростей звезд классов F—M. В этом случае вопрос о системе длин волн вообще отпадает. Профиль любой бленды меняется в той или иной степени в пределах даже одного спектрального класса. Это происходит потому, что каждый из компонентов бленды не одинаково меняется в интенсивности при изменении условий ионизации и возбуждения. В большинстве случаев это обуславливает невозможность сравнения каждой бленды в отдельности при переходе от одного спектрального подкласса к другому или иногда даже в пределах одного подкласса. Однако при измерении спектрограмм при помощи спектрокомпаратора, когда в поле зрения сравнивается сразу некоторый участок спектра, содержащий десятки линий и бленд, индивидуальные различия отдельных бленд, вероятно, в значительной степени компенсируются. Это позволяет получать лучевые скорости звезд классов F, G, K и M путем сравнения их спектров со спектром Солнца, планет и звезд соответствующего класса, для которых лучевая скорость хорошо известна. Точность такого рода дифференциального определения лучевой скорости может быть довольно большой. При массовых определениях лучевых скоростей прежде всего выбирается ряд избранных стандартных звезд различных спектральных классов, и для них с минимальной точностью определяют лучевую скорость упомянутым выше способом.

Способ измерения лучевых скоростей при помощи спектрокомпаратора по чисто техническим причинам не получил достаточно широкого распространения. Это связано отчасти с тем, что если спектрограмма данной звезды значительно отличается в отношении фотографической плотности от стандартной звезды, то может возникнуть систематическая ошибка при измерениях. Далее, измерения на спектрокомпараторе предъявляют к спектрограммам более высокие требования в отношении ширины и фотографической плотности спектра сравнительно с тем, что требуется при измерениях при помощи обычного измерительного прибора.

**§ 109. Выбор линий спектра сравнения.** При измерениях лучевых скоростей звезд, исключая измерения на спектрокомпараторе, необходимо базироваться на линиях спектра сравнения. Обычно для этой цели пользуются вторичными и третичными стандартами железа. Весьма желательно, чтобы линии спектра сравнения были расположены на измеренном участке спектра более или менее равномерно. Также необходимо, чтобы выбранный список линий спектра сравнения включал и более слабые линии, так, чтобы независимо от того, передержан или недодержан спектр сравнения, всегда можно было подобрать подходящие линии для измерения. Ниже дан список линий Fe I, пригодных для измерений на обычно измеряемом участке спектра и удовлетворяющих приведенным выше условиям. В более редких случаях в качестве спектра сравнения пользуются титаном, аргоном, гелием, неоном и др.

Список длин волн в Å линий Fe I спектра сравнения (стандартный воздух)

|          |          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|----------|
| 3865,527 | 4076,642 | 4191,443 | 4337,052 | 4494,572 |
| 3922,915 | 4107,495 | 4233,615 | 4375,934 | 4528,622 |
| 3977,746 | 4418,552 | 4282,408 | 4427,314 | 4602,947 |
| 4021,872 | 4147,676 | 4315,089 | 4447,724 |          |

В астроспектроскопии нет надобности редуцировать систему длин волн к вакууму, за исключением того случая, когда рассматривается проблема спектральных серий. Вводя поправки за приведение к вакууму, основанные на формуле Эдлена (3. 65) приведенной в § 103, мы получаем длины волн, в точности обратно пропорциональные частотам колебаний.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Батарчукова Н. Р., Новое определение метра, Стандартгиз, 1964.
2. Калинин А. К., Марзуванов В. Л., Атлас спектра железа 3718—9739 Å, Изд-во АН Каз. ССР, Алма-Ата, 1954.
3. Русанов А. К., Ильясова Н. В., Атлас пламенных, дуговых и искровых спектров элементов, Госгеологоиздат, 1958.
4. Зейдель А. Н. и др., Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов, Физматгиз, М., 1966.
5. Buisson H., Fabry Ch., Ann. de la Faculté des Sci. de Marseille 17, fasc. 3, 1908.
6. McDonald J. K., Contr. Dom. Ap. Obs. Victoria № 4, 1946; № 10, 1947; № 11, 1948.
7. Kayser H., Ritschl R., Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente, Aufl. 2., Springer, Berlin, 1968.
8. Meggers W. F., Corliss C. H., Scribner B. F., Tables of Spectral Line Intensities. Nat. Bur. Std. Mon. 32, parts 1, 11, Washington, 1961.
9. Moore Ch. E., Nat. Bur. Std. Techn. Note № 36, PB 151395. Washington, 1959.
10. Moore Ch. E., Nat. Bur. Stand. Circ. № 488, Sec. 1, 1950; Sec. 2, 1952; Sec. 3; 4; 5, 1962.
11. Petrie R. M., Contr. Dom. Ap. Obs. Victoria № 4, 1946; № 10, 1947; № 11, 1948.
12. Petrie R. M., Publ. Dom. Ap. Obs. Victoria 9, 297, 1953.
13. Petrie R. M., Andrews D. H., McDonald J. K., Publ. Dom. Ap. Obs. Victoria 10, 415, 1958.
14. Massachusetts Institute of Techn. Wavelength Tables, ed. G. R. Harrison. John Wiley & Sons, Inc. New York, 1939.
15. Wright K. O., Publ. Dom. Ap. Obs. Victoria 9, 107, 1952.

## ГЛАВА XXI

### СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ И СЛУЧАЙНЫЕ ОШИБКИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

§ 110. **Источники систематических ошибок.** Основной предпосылкой при массовом определении лучевых скоростей является тщательное изучение систематических ошибок. Необходимо так организовать инструментальную и методическую сторону дела, чтобы систематические ошибки были сведены к минимуму. Однако это не всегда удается. В конце концов, наиболее важным является возможность надежного контроля систематических ошибок. Если систематические ошибки известны, а также известна их зависимость от ряда факторов, то при окончательной редукции спектрограмм путем учета систематических ошибок можно получить правильное значение лучевой скорости. По своему характеру систематические ошибки при определении лучевых скоростей чрезвычайно разнообразны. Источники их также многочисленны: 1) неудовлетворительная центрировка телескопа и спектрографа; 2) общее гнутие в телескопе и изменение коллимации; 3) общее и дифференциальное гнутие в спектрографе; 4) недостатки в оптике телескопа, в особенности наличие астигматизма; 5) неоднородность призмы, низкое качество дифракционных решеток и недостатки их поверхностей; 6) кома объектива камеры; 7) ошибка фокуса камеры в связи с неравномерным освещением объектива коллиматора; 8) ошибка фокуса камеры в связи с большим наклоном кассеты; 9) неодинаковый ход лучей в спектрографе от звезды и от источника спектра сравнения; 10) ширина щели и асимметричное держание изображения звезды на щели; 11) температурный эффект; 12) атмосферная дисперсия; 13) система длин волн; 14) личное уравнение при измерении спектрограмм.

§ 111. **Ошибки, обусловленные неравномерным освещением коллиматора.** Очень часто одним из главных источников систематической ошибки наблюдаемых лучевых скоростей является неравномерное освещение коллиматора. Для иллюстрации рассмотрим несколько искусственный случай, когда почему-либо освещена лучами звезды лишь половина объектива коллиматора и имеется некоторое отступление от фокуса. После прохождения лучей через призму будет, очевидно, освещена также лишь одна половина объектива камеры. Обозначим через  $l$  расстояние от центра объектива камеры до эффективного центра освещенного пучка. Если фокусное расстояние камеры  $f_2$ , ошибка фокуса  $\Delta f_2$ , то легко найти, что вызванное этим эффектом смещение спектральной линии

$$\Delta x = \frac{\Delta f_2}{f_2} \cdot l.$$

При равномерном освещении объектива коллиматора ошибка в фокусе создает только размытость линий и очень мало влияет на положение спектральных линий. Так как обычно объектив коллиматора освещен равномерно искусственным источником света, то положение линий спектра сравнения оста-

ется нормальным (во всяком случае равномерное освещение этим источником может быть легко достигнуто). Для рассмотренного выше случая при  $\Delta f_2 = 0,2$  мм систематическая ошибка лучевых скоростей для обычных звездных спектрографов может достигнуть 10—20 км/сек. В астрономической практике такой случай может встретиться очень редко, но та или иная степень неравномерности освещения объектива коллиматора может иметь место и, следовательно, возникает систематическая ошибка. Ошибке этого рода всегда нужно уделять особое внимание. Следует при этом помнить, что фокальная кривая камеры редко бывает плоской, и поэтому отступление от фокуса на 0,2 мм и больше очень часто имеет место, по крайней мере для некоторой области измеряемого спектра.

Причины неравномерного освещения объектива коллиматора могут быть различны: 1) неточность центрировки коллиматора по отношению к главной оптической оси телескопа; 2) астигматизм, сферическая и хроматическая аберрации в оптике телескопа; 3) несовершенная центровка зеркал в рефлекторе; 4) неравномерность в отражательной способности серебряного фильма на зеркале; 5) изменение коллимации при разных положениях телескопа в связи с гнутием и другими причинами. Все эти причины, взятые по отдельности или в их совокупности, обуславливают возникновение систематических и случайных ошибок в наблюдаемых лучевых скоростях. В некоторых случаях эффект достигает столь значительной величины (как это иногда имело место, в особенности в прежнее время), что определение лучевых скоростей делается совершенно невозможным.

Очевидно, эффект неравномерного освещения объектива коллиматора при неточном фокусе объектива камеры также, хотя и в меньшей степени, влияет на наблюдаемые профили спектральных линий при спектрофотометрических исследованиях. Если призма неоднородна и вообще если призма или дифракционная решетка не высшего качества, то неравномерное освещение объектива коллиматора, даже при отличном фокусе, может сказаться на наблюдаемом значении лучевой скорости. Это находится в связи с тем, что вся призма (решетка) или часть ее может действовать как линза (зеркало). Если при образовании спектра сравнения действует вся призма, а при образовании спектра звезды — только часть призмы, что, очевидно, скорость будет искажена. То же можно сказать и о дифракционной решетке.

Укажем практический прием, позволяющий изучить рассмотренные выше эффекты. Закрыв полукруглой диафрагмой нижнюю половину объектива коллиматора или камеры, фотографируют спектр неба, а спектр сравнения фотографируют рядом при полном отверстии того же объектива. Далее, на второй пластинке фотографируют спектр неба, закрыв верхнюю половину объектива коллиматора, и снова рядом фотографируют спектр сравнения при полном отверстии. Сравнивая относительное смещение линий в спектре неба на этих спектрограммах, можно получить представление об искажении, вносимом недостатками призмы или решетки при определении лучевых скоростей в случае неравномерного освещения объектива коллиматора. Предварительно следует убедиться в том, что фокусировка хороша или сделать ряд снимков по обе стороны от фокуса, чтобы так или иначе исключить эффект фокуса. Подобного рода опыты можно варьировать в той или иной степени, чтобы получить представление об эффекте неравномерного освещения объектива коллиматора при той или иной погрешности в фокусе. Чтобы судить о действительном освещении объектива коллиматора, нужно поставить пластинку за объективом коллиматора и сфотографировать интересующую нас картину.

Однако следует указать, что даже при равномерном освещении объектива коллиматора и отличной призмы или решетки может возникнуть систематическая ошибка, если имеется погрешность в установке фокуса. Это может быть вызвано, с одной стороны, наклоном кассеты, а с другой, — различием

в поглощении призмы или отражением от решетки между верхней и нижней ее частью. Действительно, для получения значительного участка спектра при хорошей фокусировке нередко употребляются объективы хроматического типа. Иногда в этом случае наклон кассеты достигает  $25^\circ$  и тогда небольшое отступление от фокуса вызывает некоторое асимметричное расширение линий как в спектре звезды, так и в спектре сравнения. В меньшей степени это может иметь место в объективах ахроматического типа. Однако этот эффект различно скажется на эмиссионных линиях спектра сравнения и на линиях поглощения в спектре звезды. В результате возникнет систематическая ошибка при определении лучевых скоростей. Хотя трудно оценить численно этот эффект, но при отступлении от фокуса в  $\pm 0,2$  мм ошибка в лучевой скорости может достигнуть ощутимой величины. Эта ошибка неодинакова для всех длин волн. Большой наклон кассетной части является также нежелательным при спектрофотометрических исследованиях профилей линий. Поглощение в призме значительно возрастает к основанию, и таким образом, если объектив коллиматора освещен равномерно, то объектив камеры в данном монохроматическом свете будет освещен не совсем равномерно. Если при этом имеется отступление от фокуса, то даже при кассете, расположенной перпендикулярно к оси, профиль спектральной линии будет в той или иной степени асимметричным. Это можно видеть, если сделать сильно внефокальный снимок спектра сравнения. Как и в предыдущем случае, эффект не будет одинаковым для эмиссионных линий и для линий поглощения, и в результате также возникает очень небольшая систематическая ошибка.

Все ошибки, связанные с неравномерным освещением объектива коллиматора, наклоном кассеты, неточным фокусом и другими причинами, часто неотделимыми друг от друга, увеличиваются, как легко понять, с уменьшением дисперсии.

В связи с этим особенно большое внимание следует уделить рассматриваемым ниже ошибкам при работах с малой дисперсией. Систематическая ошибка может меняться в зависимости от склонения и часового угла звезды вследствие общего гнущия телескопа и спектрографа и в зависимости от атмосферной дисперсии. Ошибки этого рода имеют главным образом систематический характер. Однако, в зависимости от фокусировки звезды на щели, в зависимости от способа гидирования и других причин, может случиться, что неравномерное освещение объектива коллиматора будет меняться от звезды к звезде, от одной экспозиции к другой, и в результате наряду с систематической ошибкой будет иметь место и случайная ошибка. Неравномерное освещение объектива вместе с дифференциальным гнутием является большей частью главным источником ошибок наблюдаемых лучевых скоростей. В современных спектрографах эти ошибки обычно малы, но в прежние времена именно этими причинами были вызваны большие ошибки при определении лучевых скоростей или даже полная неудача в наблюдениях.

**§ 112. Ошибки, обусловленные неправильным гидированием звезды.** Возникновение систематической и случайной ошибок может быть обусловлено неправильным гидированием звезды на щели и шириной самой щели. При фотографировании спектров, не состоящих из отдельных монохроматических излучений, расширение щели является простым и эффективным средством для увеличения проникающей способности спектрографа в смысле сокращения выдержки. Однако это может быть связано с увеличением случайной и систематической ошибок при определении лучевых скоростей. При увеличении ширины щели уменьшается чистота спектра, и в этом случае увеличивается эффект бленда или эффект наложения линий друг на друга и, кроме того, уменьшается резкость и контрастность линий. Последнее приведет к уменьшению точности наведения на отдельные линии и вообще определения лучевых ско-

ростей. Еще более опасным представляется асимметричное держание изображения звезды на щели по отношению к краям последней, в особенности если выдержка коротка.

Допустим, например, что звезда на щели держится систематически на  $0,01$  мм выше или ниже середины горизонтально ориентированной щели; при ширине щели в  $0,06$  мм, при хороших изображениях и короткой выдержке это является вполне возможным. Соответствующее смещение на пластинке равно  $0,01 f_2/f_1$ , где  $f_2$  и  $f_1$  — фокусные расстояния объективов камеры и коллиматора. При  $f_2/f_1$  около  $0,75$  и при часто употребляемой обратной дисперсии  $36 \text{ Å/мм}$  около  $H_\gamma$  скорость звезды будет искажена на величину, достигающую  $10 \text{ км/сек}$ . В связи с этим особенное внимание должно быть уделено, с одной стороны, тому, чтобы края щели были остры и хорошо сделаны, а с другой — внимательному гидированию. Небольшое различие в виде обоих краев щели может привести к систематическому смещению изображения к одному краю, а это вызовет систематическую ошибку в измеренной лучевой скорости.

Кроме того, при большом фокусном расстоянии телескопа делается весьма заметным при гидировании эффект изменения рефракции, заключающийся в том, что звезда имеет тенденцию систематически смещаться к одному или к другому краю щели, в зависимости от того, наблюдается ли звезда к западу или к востоку от меридиана. Этот эффект может отчасти усложниться неточностью в установке телескопа. Ошибки в лучевых скоростях, вызванные изменением рефракции, очевидно, являются функцией часового угла и зенитного расстояния. Иногда действительно обнаруживается систематическое различие в лучевых скоростях звезд в зависимости от того, получена ли спектрограмма до прохождения через меридиан или после прохождения. По существу, здесь невозможно отделить друг от друга влияние целого ряда эффектов. Если имеет место гнутие трубы или спектрографа, или если, как это часто бывает, зеркала имеют известную свободу движения, то объектив коллиматора будет по-разному освещен при восточном и западном положениях телескопа, а также при больших и малых зенитных расстояниях. Это находится в связи с тем, что на объектив коллиматора собственно проектируется изображение освещенного объектива или зеркала.

**§ 113. Ошибки, обусловленные несовершенством оптики.** Другим источником ошибок является несовершенство оптики как телескопа, так и спектрографа. В частности, опасен астигматизм зеркала рефлектора. При большом фокусном расстоянии не всегда можно держать звезду точно в фокусе, а при наличии астигматизма малейшее отступление от фокуса делает фигуру изображения звезды неправильной. В этом случае трудно сохранить симметричное держание звезды на щели, и следовательно, как мы это видели выше, возникает ошибка при определении лучевой скорости. Эта ошибка может носить систематический и случайный характер. Несколько отличной по характеру является ошибка, обусловленная кóмо́й о́бъе́к-т и в а к а м е р ы. Известно, что широкоугольные объективы вдали от оптического центра поля зрения дают кóму в виде кометообразного придатка, размеры которого растут с удалением от центра. Спектральные линии вдали от центра спектрограммы, по ту или другую сторону от него, будут несколько размыты с одной стороны. Очевидно, что этот эффект особенно сильно скажется на линиях спектра сравнения, и в результате почти неизбежна систематическая ошибка в измеренной лучевой скорости. Для обнаружения кóмы на одной и той же пластинке получают два спектра сравнения, один несколько передержанный, другой — недодержанный. В первом из них эффект кóмы должен быть более заметен и, следовательно, относительные измерения должны обнаружить разность между положениями для одних и тех же линий

в обоих спектрах, зависящую от длины волны. Однако этот эффект может осложниться некоторыми другими ошибками, также зависящими от длины волны, как это уже было упомянуто выше.

**§ 114. Ошибка, обусловленная атмосферной дисперсией.** К серьезным ошибкам при определении лучевых скоростей следует отнести ошибку, связанную с атмосферной дисперсией или с превращением звездного изображения в спектр при значительном зенитном расстоянии. В длиннофокусном инструменте, уже при зенитном расстоянии в  $45^\circ$ , это растяжение в спектр делается весьма заметным. Во всяком случае, изображение звезды принимает неправильную форму. Последнее может быть связано, с одной стороны, с неравномерным освещением объектива коллиматора, а с другой, — с асимметричным держанием звезды на щели при гидировании. Но этот эффект трудно отделить от других эффектов, упомянутых выше, результат действия которых аналогичен данному. В астроспектроскопической практике известен ряд случаев, когда эффект атмосферной дисперсии вместе с другими, аналогичными ему, был причиной ошибок (достигавших  $10 \text{ км/сек}$  и более) в определении лучевой скорости слишком низких для данной обсерватории звезд. Поэтому вообще следует избегать определения лучевых скоростей звезд, если их зенитное расстояние превышает  $50^\circ$ . Но и до этого предела систематическая ошибка может достигнуть  $2 \text{ км/сек}$  и больше.

Нужно также иметь в виду, что вследствие атмосферной дисперсии синие и фиолетовые лучи могут и не попадать полностью в щель, так как гидирование часто производится глазом, и, естественно, щель фиксируется на желто-зеленых лучах. По этой причине при больших зенитных расстояниях продолжительность выдержки значительно увеличивается. При этом распределение энергии в спектре получается совершенно отличным от того, которое имеет место в действительности. Если зенитное расстояние звезды значительно, предпочтительнее ориентировать щель по кругу склонений. В новых телескопах предусматривается возможность успешного гидирования при таком положении щели.

Для совместного исследования влияния ошибки гидирования и атмосферной дисперсии в лучевых скоростях звезд Р. М. Петри осуществил умышленно ошибочное гидирование по звезде  $\alpha^1$  Herculis и HD 168656. Спектрограф имел обратную дисперсию около  $5 \text{ \AA/мм}$  близ  $H_\gamma$  (входная щель шириной около  $0,075 \text{ мм}$ , что в изображении соответствует лучевой скорости около  $100 \text{ км/сек}$ ). Гидирование производилось по фиолетовому краю атмосферного спектра (I), по его центру (II) и по красному краю (III). Было получено, что разности скорости в случае I—II равны  $+10,2$  и  $+7,9 \text{ км/сек}$ , а в случае III—II они равны  $-8,7$  и  $-7,2 \text{ км/сек}$  для  $\alpha^1$  Herculis и HD 168656 соответственно. Эти ошибки, естественно, отражают максимально возможные пределы при очень плохом гидировании. При заданной входной щели они меньше для спектрографов с большей дисперсией. Однако в настоящее время, с переходом к большей угловой дисперсии наблюдатели предпочитают увеличивать ширину входной щели и, соответственно, использовать более короткофокусные камеры. В этом случае важность указанной ошибки остается настолько же большой, что является весьма опасным в каталожных работах по лучевым скоростям. Это очевидный факт, отмеченный Р. М. Петри в 1962 г., а другими наблюдателями еще и раньше, оказывается часто непонятым многими наблюдателями. Последнее обстоятельство (так называемая «широкощельность»), в частности, привело в последнее время к снижению точности определяемых лучевых скоростей (и сдвигов линий вообще) и в результате к потере интереса к этой важнейшей для астрономии проблеме. Тому же способствовало и увлечение дифракционными спектрографами, в которых поворот решетки, например, на угол в  $5'$  приводит к угловому смещению спектральных ли-



ний по меньшей мере в 10'. В однопризменном же спектрографе поворот призмы на 5' приводит к угловому смещению спектральных линий лишь примерно в 0", 5 (в минимуме отклонения). Поэтому в проблеме измерения лучевых скоростей призменному спектрографу следует отдавать предпочтение перед дифракционным спектрографом.

**§ 115. Ошибки, обусловленные другими причинами.** Из других, менее значительных ошибок можно упомянуть эффект полюса. Он связан с тем, что длины волн линий спектра сравнения отчасти зависят от условий горения электрической дуги. В звездной спектроскопии этот эффект обычно не рассматривается. Систематическая ошибка в небольшой степени может также зависеть от способа и точности измерения. Хотя измерением спектрограммы при обоих положениях как будто исключается личное уравнивание, тем не менее одни и те же спектрограммы, измеренные различными измерителями, весьма часто обнаруживают заметные систематические расхождения.

В астрономической практике известно немало случаев, когда по неясным причинам возникала значительная систематическая ошибка в лучевых скоростях, причину которой не удавалось установить. Так, например, на Ликской обсерватории, несмотря на прекрасное оборудование, находившееся в руках весьма опытных наблюдателей, в течение нескольких месяцев 1910 г. стала обнаруживаться большая систематическая ошибка в лучевых скоростях. Это выяснилось впоследствии, и ряд сообщений о новых спектрально-двойных звездах пришлось аннулировать. Такого рода систематические ошибки иногда меняются с годами, но выяснить причину их не всегда удается. Наконец, необходимо упомянуть, что не всякое расхождение между лучевыми скоростями, даваемыми различными спектрограммами для одной и той же звезды, следует интерпретировать как ошибки. Приходится считаться с тем, что многие звезды являются спектрально-двойными, и не всегда можно, на основании 4—5 спектрограмм, обнаружить их переменную скорость. В этом случае вычисленная средняя ошибка будет больше нормальной. С принципиальной точки зрения вообще можно сомневаться в постоянстве лучевой скорости, так как в атмосферах звезд вполне возможны различного рода движения, как это и заподозрено в некоторых случаях.

**§ 116. Влияние изменений температуры на определение лучевых скоростей.** Если во время экспонирования спектра температура падает, то это влечет за собой изменение показателя преломления призмы, изменение фокусных расстояний объективов камеры и коллиматора, изменения длины труб камеры и коллиматора и вообще всех других металлических частей спектрографа. Особенно большое значение имеет изменение в показателе преломления призмы и в постоянной дифракционной решетки. В их совокупности, или по отдельности, эти изменения могут вызвать большие случайные ошибки в наблюдаемой лучевой скорости. При определении лучевых скоростей в первые годы во многих случаях при более продолжительных выдержках получалась ошибка в 10 км/сек и более, и это было обусловлено тем, что оптические и механические части спектрографа были подвержены температурному изменению. Простой расчет показывает, что необходимо поддерживать температуру в спектрографе постоянной в пределах 0°,1, и только в этом случае влияние изменений внешней температуры на определение лучевой скорости скажется весьма незначительно. При спектрофотометрических исследованиях профилей спектральных линий также важно сохранить в спектрографе постоянство температуры. В этом случае температурный эффект входит полностью, между тем как в случае определения лучевых скоростей мы имеем главным образом дело с дифференциальным эффектом вследствие экспонирования спектра сравнения в начале и конце экспозиции. Вообще следует позаботиться, чтобы

к началу наблюдений не существовало большой разности между температурой воздуха снаружи и внутри спектрографа.

Для исследования температурного эффекта может служить следующий прием. Получают спектр сравнения и, не трогая кассеты, включают нагревательную цепь термостата так, чтобы температура в спектрографе поднялась на несколько градусов. Далее предоставляют термостату действовать продолжительное время для полного выравнивания температуры во всех частях спектрографа. Переместив теперь диафрагму на щели, на той же пластинке рядом получают спектр сравнения вторично. Ту же операцию можно повторять в обратном порядке на второй пластинке, сняв в первый раз спектр сравнения при более высокой температуре, а во второй раз рядом по охлаждении.

Постоянное смещение линий и будет свидетельствовать о численном эффекте изменения температуры. Опыт показывает, что эффект достигает часто 15—20 км/сек при изменении температуры на 1°. Таким образом, поддерживая постоянство температуры в пределах 0°,1, мы имеем максимальную погрешность в 2 км/сек. Однако, фотографируя спектр сравнения в начале, середине и конце выдержки, мы получим лучевую скорость с ошибкой, составляющей только долю 2 км/сек.

Температурный эффект включает в себя также изменение фокусного расстояния объективов и длины труб коллиматора и камеры. Для труб обычно выбирается металл с таким коэффициентом расширения, при котором компенсируется изменение фокусного расстояния объектива. Для этой цели весьма пригодна латунь. Также пригодна такая комбинация, когда труба коллиматора изготавливается из стали, а труба камеры — из латуни. Известны случаи, когда вредные термические действия локализовались в отдельных частях спектрографа или в частях, поддерживающих спектрограф. При температурных изменениях здесь возникали натяжения, вредно отражавшиеся на наблюдаемом значении лучевой скорости. Влияние температуры сказывается также на величине дисперсии. Этот эффект приходится принимать во внимание при обработке спектрограмм.

§ 117. Ошибки, обусловленные гнутием в спектрографе. Общее и дифференциальное гнутие в спектрографе может служить источником значительных систематических и случайных ошибок. Эффект гнутия описан в главе XVII.

ТАБЛИЦА XXVIII

| Обсерватория и тип спектрографа | Обратная линейная дисперсия, Å/мм | Ширина входной щели, мм | Вероятные ошибки лучевой скорости, определенной по одной спектральной линии, км/сек |                     |                   |                     |                     |                   |
|---------------------------------|-----------------------------------|-------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|-------------------|---------------------|---------------------|-------------------|
|                                 |                                   |                         | звезды солнечного типа                                                              |                     |                   | звезды класса В     |                     |                   |
|                                 |                                   |                         | повторные измерения                                                                 | внутреннее согласие | ошибка наблюдения | повторные измерения | внутреннее согласие | ошибка наблюдения |
| Маунт Вилсон, кудэ              | 3,5                               | 0,025                   | ±0,12                                                                               | ±0,43               | ±0,41             | —                   | —                   | —                 |
| Зиктория, литровский *)         | 3,5                               | 0,051                   | ±0,38                                                                               | ±0,69               | ±0,58             | —                   | —                   | —                 |
| Зиктория, двухпризменный        | 11,0                              | 0,051                   | ±0,6                                                                                | ±1,7                | ±1,6              | ±2,3                | ±5,4                | ±4,9              |
| Зиктория, однопризменный        | 30,0                              | 0,051                   | ±1,3                                                                                | ±2,6                | ±2,2              | ±2,7                | ±8,5                | ±8,1              |

\*) Дисперсия формально та же, что и у спектрографа на Маунт Вилсон, но чистота спектра и разрешающая сила значительно ниже.

В современных спектрографах он обычно очень мал, часто не превышая доли одного километра в секунду, даже в максимуме. Сначала телескоп наводят на какую-либо точку в меридиане и экспонируют спектр сравнения. Не трогая кассеты, переводят телескоп на какую-либо другую точку в меридиане или, не меняя склонения, на точку при большом часовом угле к западу или к востоку, экспонируют вторично на той же пластинке спектр сравнения (переставив диафрагму на щели так, чтобы получить оба спектра рядом). Измеряя смещение линий в ряде таких парных снимков, можно определить интересующий нас эффект.

ТАБЛИЦА XXIX

| Обсерватория и тип спектрографа | Обратная линейная дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$ у $\text{H}_\gamma$ | Ширина входной щели, $\text{мм}$ | Вероятные ошибки лучевой скорости, определенной по одной спектрограмме, $\text{км}/\text{сек}$ |                  |                   |                     |                  |                   |                     |                  |                   |
|---------------------------------|-------------------------------------------------------------------------|----------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------|-------------------|---------------------|------------------|-------------------|---------------------|------------------|-------------------|
|                                 |                                                                         |                                  | звезды солнечного типа                                                                         |                  |                   | звезды класса А     |                  |                   | звезды класса В     |                  |                   |
|                                 |                                                                         |                                  | внутреннее согласие                                                                            | внешнее согласие | ошибка наблюдения | внутреннее согласие | внешнее согласие | ошибка наблюдения | внутреннее согласие | внешнее согласие | ошибка наблюдения |
| Маунт Вилсон, кудэ              | 3,5                                                                     | 0,025                            | $\pm 0,12$                                                                                     | $\pm 0,19$       | $\pm 0,15$        | —                   | —                | —                 | —                   | —                | —                 |
| Виктория, литтровский           | 3,5                                                                     | 0,051                            | $\pm 0,20$                                                                                     | $\pm 0,33$       | $\pm 0,26$        | —                   | —                | —                 | —                   | —                | —                 |
| Виктория, двухпризмный          | 11,0                                                                    | 0,051                            | $\pm 0,35$                                                                                     | $\pm 0,70$       | $\pm 0,60$        | $\pm 1,1$           | $\pm 1,4$        | $\pm 0,9$         | $\pm 1,8$           | $\pm 2,9$        | $\pm 2,3$         |
| Виктория, однопризмный          | 30                                                                      | 0,051                            | $\pm 0,7$                                                                                      | $\pm 1,3$        | $\pm 1,1$         | $\pm 1,2$           | $\pm 1,9$        | $\pm 1,5$         | $\pm 2,4$           | $\pm 3,7$        | $\pm 2,8$         |
| Виктория, однопризмный          | 51                                                                      | 0,076                            | $\pm 1,2$                                                                                      | $\pm 2,0$        | $\pm 1,6$         | $\pm 3,2$           | $\pm 3,4$        | $\pm 2,6$         | $\pm 3,7$           | $\pm 4,7$        | $\pm 2,2$         |
| Виктория, однопризмный          | 90                                                                      | 0,076                            | $\pm 2,5$                                                                                      | $\pm 4,1$        | $\pm 3,2$         | $\pm 3,4$           | $\pm 4,0$        | $\pm 2,1$         | $\pm 5,0$           | $\pm 6,3$        | $\pm 3,8$         |

Что касается систематической ошибки, связанной с системой длин волн стандартных линий, выбранных для определения лучевых скоростей, то этот вопрос был детально рассмотрен в главе XX. В табл. XXVIII, XXIX и XXX мы приводим, по Р. М. Петри, вероятные ошибки лучевых скоростей звезд по измерениям одной линии, по одной спектрограмме и в среднем.

ТАБЛИЦА XXX

| Обратная линейная дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$ | Вероятные ошибки средней скорости, определенной по трем спектрограммам, $\text{км}/\text{сек}$ |                 |                 | Обратная линейная дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$ | Вероятные ошибки средней скорости, определенной по трем спектрограммам, $\text{км}/\text{сек}$ |                 |                 |
|-----------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------|-----------------|-----------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------|-----------------|
|                                                     | Звезды солнечного типа                                                                         | Звезды класса А | Звезды класса В |                                                     | Звезды солнечного типа                                                                         | Звезды класса А | Звезды класса В |
| 10                                                  | $\pm 0,4$                                                                                      | $\pm 0,8$       | $\pm 1,7$       | 50                                                  | $\pm 1,2$                                                                                      | $\pm 2,0$       | $\pm 2,5$       |
| 30                                                  | $\pm 0,8$                                                                                      | $\pm 1,1$       | $\pm 2,1$       | 90                                                  | $\pm 2,4$                                                                                      | $\pm 2,3$       | $\pm 3,6$       |

## ЛИТЕРАТУРА

1. Методы астрономии, под ред. В. А. Хилтнера, «Мир», 1967, гл. 3.
2. Basic Astronomical Data, Ed. K. Aa. Strand, Univ. Press, Chicago, 1963, Ch. 7.
3. Determination of Radial Velocity and Applications, Ed. A. H. Butten and I. F. Herdt, Acad. Press, London — New York, 1967.

## ГЛАВА XXII

### КАТАЛОГИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД

§ 118. Систематические ошибки каталогов. Результаты наблюдений лучевых скоростей небесных объектов (главным образом звезд) печатаются в виде каталогов. Обычно некоторое число звезд является общим в различных каталогах, и это дает ценный материал для суждения об ошибках определения лучевых скоростей звезд. Вообще характеристикой каталога служит, с одной стороны, его систематическая ошибка, а с другой, — случайная ошибка, определяемая на основании внутреннего согласия наблюдений для каждой звезды. Разумеется, объективная точность больше характеризуется систематической ошибкой. Систематическая ошибка может быть исследована двумя способами: 1) путем сравнения общих звезд, наблюдаемых на разных обсерваториях и 2) для звезд со спектром солнечного класса — путем сравнения теоретических и наблюдаемых значений лучевых скоростей для Солнца, планет, Луны и фона неба. Разумеется, провести точную границу между систематическими и случайными ошибками невозможно, так как разнообразные небольшие систематические ошибки могут войти в результат как случайные. Характеристикой случайной ошибки служит вероятная ошибка одной спектрограммы и среднего значения лучевой скорости звезды. Последнюю, при обычно малом числе наблюдений, предпочтительно вычислять не по квадратичной формуле, а по формуле Петерса:

$$\sigma = \pm 0,845 \frac{\Sigma \Delta}{n \sqrt{n-1}}.$$

Точность наблюдений зависит как от дисперсии спектрографа, так и от характера спектра звезд. Более яркие звезды (до 5<sup>m</sup>0) наблюдались главным образом при помощи трехпризменного спектрографа при обратной дисперсии порядка 10 Å/мм около Н<sub>γ</sub>. Подавляющее большинство более слабых звезд (до 7<sup>m</sup>0) наблюдалось при помощи однопризменного спектрографа при обратной дисперсии около 30—40 Å/мм около Н<sub>γ</sub>. Значительное число звезд слабее 7<sup>m</sup>,0 наблюдалось как при обратной дисперсии около 30—40 Å/мм, так и при обратной дисперсии 70—90° Å/мм. Табл. XXXI характеризует

ТАБЛИЦА XXXI

| Пределы вероятных ошибок,<br>км/сек | Звезды классов G,<br>K, M и частично F<br>с резкими линиями |      | Звезды классов B и A<br>с резкими линиями и частич-<br>но F с размытыми линиями |      | Звезды классов O,<br>B и A с размытыми<br>линиями |       |
|-------------------------------------|-------------------------------------------------------------|------|---------------------------------------------------------------------------------|------|---------------------------------------------------|-------|
|                                     | от                                                          | до   | от                                                                              | до   | от                                                | до    |
| одной спектрограммы                 | ±0,2                                                        | ±2,5 | ±1,2                                                                            | ±3,5 | ±2,5                                              | ±10,0 |
| среднего значения скоро-<br>сти     | ±0,1                                                        | ±1,0 | ±0,5                                                                            | ±1,5 | ±1,0                                              | ± 3,8 |

точность хороших современных наблюдений лучевых скоростей звезд различных спектральных классов при обратной дисперсии около 30 Å/мм (вероятная ошибка относится к однопризменному спектрографу обсерватории Виктории в Канаде). Для лучевых скоростей, полученных при помощи трехпризменного спектрографа (дисперсия примерно втрое больше), ошибка приблизительно та же, что и для однопризменного спектрографа, для звезд третьей группы, а для первой и отчасти для второй группы точность повышается приблизительно вдвое. При употреблении обратной дисперсии 70—90 Å/мм точность также убывает, но далеко не пропорционально уменьшению дисперсии, в особенности для звезд, спектр которых характеризуется размытыми линиями. Большая ошибка для второй и третьей групп до некоторой степени объясняется влиянием необнаруженных спектрально-двойных звезд.

Представляет большой интерес систематические разности в лучевых скоростях, определенных на разных обсерваториях. В табл. XXXII они приведены для трех обсерваторий по данным Р. М. Петри. Еще больший интерес

ТАБЛИЦА XXXII

| Объекты                                                                                                 | Средняя разность и ошибка лучевой скорости (км/сек),<br>определенной на обсерваториях: |                                                                     |                                                                 |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|
|                                                                                                         | Маунт Вилсон —<br>Ликская                                                              | Виктория — Ликская                                                  | Маунт Вилсон —<br>Виктория                                      |
| Звезды класса В<br>яркие<br>6 <sup>m</sup> ,6—8 <sup>m</sup> ,1<br>8 <sup>m</sup> ,0 и слабее<br>слабые | + 0,1±0,7 (84)<br>+ 3,4±1,5 (54)<br>+ 5,2±1,9 (54)<br>+10,7±0,9 (52)                   | — 0,2±0,6 (61)<br>+ 2,6±1,2 (20)<br>+10,5±2,3 (4)<br>+ 1,0±0,9 (47) | —0,1±0,7 (66)<br>—0,4±1,1 (52)<br>+3,2±1,6 (6)<br>+1,5±0,9 (22) |
| Звезды класса К<br>яркие<br>слабые                                                                      | + 0,8±0,2 (162)<br>— 1,6±1,1 (9)                                                       | — 0,6±0,2 (112)<br>— 2,0±1,9 (20)                                   | +1,2±0,2 (125)<br>+1,2±0,4 (34)                                 |

Примечание. В скобках указано число определений.

представляет абсолютная точность определения лучевых скоростей. Оценить ее гораздо труднее, ибо надо основываться на независимых, т. е. не спектроскопических данных. Это можно было бы сделать по компонентам визуально-двойных звезд с известными из астрометрии параметрами орбит. Таким образом по звездам Генерального Каталога Р. Вилсона были получены абсолютные ошибки:  $+0,4 \pm 0,5$  км/сек для звезд класса F5 (16 звезд) и  $-2,2 \pm 0,7$  км/сек для звезд класса G7 (10 звезд). Еще лучше для этой цели могут служить движущиеся скопления Галактики, для которых лучевая скорость их членов вычисляется по данным собственных движений и тригонометрических параллаксов. Скорость пространственного движения скопления относительно Солнца записывается в следующем виде:

$$V_s = 4,74 \frac{\mu}{\pi} \cos \lambda.$$

Здесь  $\mu$  — годовичное собственное движение,  $\pi$  — параллакс,  $\lambda$  — угловое расстояние от апекса скопления. Например, для движущегося скопления в Тельце (звезды класса G) по 16 его членам было получено  $V_s = 44,8 \pm 3,5$  км/сек. При этом индивидуальные значения для членов скопления

входят с весом  $(\pi/\Delta\pi)^2$ , где  $\Delta\pi$  — вероятная ошибка параллакса. Для движущегося скопления Большой Медведицы (звезды класса А) получено  $V_s = 15,2 \pm 0,8$  км/сек.

ТАБЛИЦА XXXIII

| Звезда           | Спектральный класс | Наблюдаемая лучевая скорость и ошибка, км/сек | Наблюдения минус вычисления | Вес |
|------------------|--------------------|-----------------------------------------------|-----------------------------|-----|
| $\gamma$ Tauri   | G9                 | $+38,5 \pm 0,3$                               | -1,1                        | 1   |
| $\delta$ Tauri   | G8                 | $+38,5 \pm 0,2$                               | -0,1                        | 1   |
| $\epsilon$ Tauri | G8                 | $+39,1 \pm 0,3$                               | +0,2                        | 1   |
| $\theta^1$ Tauri | G8                 | $+37,7 \pm 0,6$                               | -1,6                        | 1   |
| HD 91480         | A8                 | -13,0                                         | -0,7                        | 2   |
| HD 95418         | A3                 | -11,4                                         | +0,4                        | 10  |
| HD 103987        | A0n                | -12,9                                         | -2,3                        | 1   |
| HD 106591        | A0n                | -15,8                                         | -5,9                        | 1   |
| HD 113139        | A4n                | -9,2                                          | -0,6                        | 2   |
| HD 116657        | A8s                | -10,8                                         | -2,9                        | 2   |
| HD 116842        | A1n                | -12,5                                         | -4,7                        | 1   |

В табл. XXXIII даны наблюдаемые скорости и их разности по сравнению с вычисленным (Ликский трехпризмный спектрограф) отдельно для четырех звезд в Тельце и для семи звезд в Большой Медведице. Средние взвешенные разности (по числу спектрограмм и качеству линий) получаются:  $-0,6 \pm 0,3$  км/сек для Тельца и  $-0,1 \pm 0,5$  км/сек для Большой Медведицы. Отсюда мы видим, что каталожные значения для звезд класса А требуют лишь небольшой систематической поправки, а для звезд класса G они достаточно хороши. В скоплениях в Тельце также есть звезды классов А—F и для них получаются следующие: для звезд в среднем класса А2 (20 объектов) разность составляет  $-1,2 \pm 1,1$  км/сек и для звезд в среднем класса F0 (28 объектов) она равна  $-0,3 \pm 0,7$  км/сек. Выяснение систематических ошибок и абсолютных значений точности лучевых скоростей звезд осложняется наличием среди изученных объектов большого количества спектрально-двойных звезд.

§ 119. Списки стандартных звезд для контроля систематических ошибок определения лучевых скоростей. Для определения систематической ошибки и ее контроля условились на всех обсерваториях, занимающихся определениями лучевых скоростей, регулярно наблюдать некоторые стандартные звезды по списку, рекомендованному Комиссией по лучевым скоростям Международного Астрономического союза (МАС). Разумеется, в каталогах имеются часто и другие общие звезды, также служащие материалом для сравнения каталогов и определения систематической ошибки. На основании многолетних наблюдений стандартных звезд, выполненных на различных обсерваториях, главным образом при помощи трехпризмных спектрографов, выведены после взвешивания отдельных рядов лучевые скорости этих звезд. Это есть система МАС. В табл. XXXIV дан список этих звезд.

При наблюдениях очень слабых звезд иногда обнаруживаются особенно большие систематические ошибки. Хотя происхождение последних неясно, но все же желательно для изучения такого рода ошибок иметь также слабые стандарты. В связи с этим может быть рекомендован дополнительный специальный список лучевых скоростей слабых стандартов (табл. XXXV). Точность их гораздо меньше, чем для звезд основного списка. Кроме того, рекомендуется, как мы уже упомянули, систематически измерять лучевые скорости

ТАБЛИЦА XXXIV

| Звезда                  | $\alpha_{1950}$ | $\delta_{1950}$ | Звездная величина | Спектральный класс | Лучевая скорость, км/сек |
|-------------------------|-----------------|-----------------|-------------------|--------------------|--------------------------|
| $\gamma$ Pegasi         | h m             | ° '             | <i>m</i>          |                    |                          |
| $\zeta$ Cassiopeiae     | 0 8,1           | +14 38          | 2,87              | B2 IV              | + 5,0                    |
| $\alpha$ Cassiopeiae    | 0 31,4          | +53 21          | 2,72              | B2 V               | + 2,1                    |
| $\beta$ Ceti            | 0 34,8          | +55 59          | 2,47              | K0 II—III          | — 3,4                    |
| $\alpha$ Arietis        | 0 38,6          | —18 32          | 2,24              | G8 III             | +13,1                    |
| $\alpha$ Ceti           | 2 01,5          | +22 59          | 2,32              | K2 III             | —14,1                    |
| $\alpha$ Persei         | 2 57,1          | + 3 42          | 2,82              | M2 III             | —25,4                    |
| $\alpha$ Tauri          | 3 17,2          | +49 30          | 1,90              | F5 I               | — 2,5                    |
| Boss 1249               | 4 30,3          | +16 18          | 1,06              | K5 III             | +54,4                    |
| $\beta$ Leporis         | 5 09,7          | +34 12          | 5,81              | O9                 | +59,3                    |
| Boss 1343               | 5 24,0          | —20 50          | 2,96              | G2 II              | —13,7                    |
| $\alpha$ Leporis        | 5 27,7          | — 1 40          | 5,30              | B2                 | +34,3                    |
| $\epsilon$ Orionis      | 5 28,3          | —17 54          | 2,69              | F0 Ib              | +24,4                    |
| $\alpha$ Carinae        | 5 31,1          | — 1 16          | 1,75              | B0 Ia              | +25,8                    |
| $\alpha$ Canis Majoris  | 6 21,7          | —52 38          | —0,86             | F0 Ia              | +20,2                    |
| $\alpha$ Canis Minoris  | 6 40,7          | —16 35          | —1,58             | A1 V               | — 7,6                    |
| $\beta$ Geminorum       | 7 34,1          | + 5 29          | 0,48              | F5 IV—V            | — 3,4                    |
| $\alpha$ Hydrae         | 7 39,2          | +28 16          | 1,21              | K0 III             | + 3,6                    |
| $\epsilon$ Leonis       | 9 22,7          | — 8 14          | 2,16              | K3 III             | — 4,2                    |
| $\gamma$ Leonis         | 9 40,2          | +24 14          | 3,12              | G0 II              | + 5,0                    |
| $\beta$ Virginis        | 10 01,9         | +17 15          | 3,58              | A0 Ib              | + 2,4                    |
| $\gamma$ Crucis         | 11 45,5         | + 2 20          | 3,80              | F8 V               | + 4,7                    |
| $\beta$ Corvi           | 12 25,6         | —56 33          | 1,61              | M3 II              | +21,3                    |
| $\alpha$ Bootis         | 12 29,1         | —22 51          | 2,84              | G5 II              | — 7,5                    |
| $\delta$ Ophiuchi       | 14 11,1         | +19 42          | 0,24              | K2 III             | — 5,1                    |
| $\alpha$ Triang. Austr. | 16 09,1         | — 3 26          | 3,03              | M1 III             | —19,3                    |
| $\alpha$ Herculis       | 16 38,1         | —68 51          | 1,88              | K2 III             | — 3,6                    |
| $\epsilon$ Herculis     | 17 10,1         | +14 30          | 3,48              | M5 II              | —32,0                    |
| 102 Herculis            | 17 36,6         | +46 40          | 3,79              | B9, 5V             | —18,0                    |
| $\delta$ Sagittarii     | 18 04,4         | +20 48          | 4,43              | B2                 | —13,0                    |
| $\alpha$ Lyrae          | 18 14,6         | —29 52          | 2,48              | K2 III             | —19,9                    |
| $\gamma$ Aquilae        | 18 33,6         | +38 41          | 0,14              | A0 V               | —13,2                    |
| $\beta$ Aquarii         | 19 41,5         | +10 22          | 2,80              | K3 II              | — 1,9                    |
| $\epsilon$ Pegasi       | 21 26,3         | — 6,1           | 3,07              | G0                 | + 6,1                    |
| $\iota$ Piscium         | 21 39,3         | + 9 25          | 2,54              | K2 Ib              | + 5,4                    |
|                         | 23 34,8         | + 5 05          | 4,28              | F8                 | + 4,8                    |

ТАБЛИЦА XXXV

| HD     | $\alpha_{1950}$ | $\delta_{1950}$ | Звездная величина | Спектральный класс | Лучевая скорость, км/сек | HD     | $\alpha_{1950}$ | $\delta_{1950}$ | Звездная величина | Спектральный класс | Лучевая скорость, км/сек |
|--------|-----------------|-----------------|-------------------|--------------------|--------------------------|--------|-----------------|-----------------|-------------------|--------------------|--------------------------|
|        | h m             | ° '             | <i>m</i>          |                    |                          |        | h m             | ° '             |                   |                    |                          |
| 3765   | 0 35,3          | +39° 40         | 7,5               | K5                 | — 62,9                   | 110418 | 12 36,8         | — 6 57          | 7,2               | K5                 | — 0,7                    |
| 8779   | 1 21,3          | — 0 55          | 6,5               | G0                 | — 6,3                    | 114762 | 13 07,5         | +18 03          | 7,8               | F9s                | +49,6                    |
| 9138   | 1 24,9          | + 5 38          | 5,1               | K5                 | + 35,0                   | 123782 | 14 04,6         | +49 56          | 5,4               | M2                 | —13,5                    |
| 26162  | 4 3,3           | +19 21          | 5,7               | K1                 | + 24,0                   | 142661 | 15 50,7         | — 1 52          | 6,7               | G0                 | —38,3                    |
| 29587  | 4 34,5          | +41 57          | 7,3               | G1                 | +105,0                   | 144579 | 16 01,5         | +39 26          | 6,8               | G8                 | —60,1                    |
| 33725  | 5 7,1           | + 9 13          | 8,0               | K0                 | + 5,4                    | 145001 | 16 03,6         | +17 19          | 5,3               | G5                 | — 9,9                    |
| 35410  | 5 19,4          | — 0 59          | 5,2               | G6                 | + 20,6                   | 174142 | 18 44,1         | —10 29          | 7,9               | K2                 | —53,4                    |
| 44131  | 6 15,0          | — 2 54          | 5,2               | M1                 | + 47,0                   | 184467 | 19 29,4         | +58 23          | 6,7               | K5                 | +11,2                    |
| 65583  | 7 54,3          | +29 31          | 6,9               | G7                 | +14,2                    | 187691 | 19 46,2         | +10 10          | 5,2               | G0                 | — 0,5                    |
| 66141  | 7 57,1          | + 2 37          | 4,5               | K2                 | + 70,9                   | 203525 | 21 17,6         | — 9 45          | 6,2               | K4                 | +12,6                    |
| 89449  | 10 14,3         | +19 59          | 5,0               | F5                 | + 6,2                    | 212943 | 22 22,8         | + 4 12          | 4,9               | K0                 | +53,9                    |
| 92588  | 10 36,3         | — 1 13          | 6,4               | K0                 | + 43,6                   | 213014 | 22 23,4         | +16 45          | 7,5               | G9                 | —40,3                    |
| 95735  | 10 57,8         | +36 38          | 7,6               | M2                 | — 86,6                   | 218209 | 23 01,2         | +67 53          | 7,5               | G2                 | —21,4                    |
| 103095 | 11 47,2         | +38 26          | 6,5               | G8                 | — 97,6                   | 223311 | 23 43,4         | — 6 56          | 6,3               | K1                 | —25,2                    |
| 107328 | 12 15,3         | + 3 53          | 5,1               | K1                 | + 35,4                   |        |                 |                 |                   |                    |                          |

некоторых планет, фона неба, Солнца и Луны. Сюда же можно присоединить спектры некоторых звездных скоплений, для которых хорошо известны лучевые скорости.

§ 120. Сравнение каталогов лучевых скоростей звезд. Стандарты МАС были предложены лишь сравнительно недавно. Обычно каталоги сравниваются друг с другом, в особенности, с каталогами лучевых скоростей Ликской обсерватории. По-видимому, система Ликской обсерватории является наилучшей. По крайней мере, в качестве предварительного стандарта эта система является вполне пригодной. В течение 30 лет Ликская система оставалась однородной. Если взять только приведенный выше список стандартных звезд, то разность между ликской системой и системой МАС равна  $0,0 \text{ км/сек}$ , так что обе системы практически совпадают. В настоящее время обычно имеется больше материалов для сравнения с системой Ликской обсерватории, чем с системой МАС.

Что касается случайной ошибки, определяемой на основании сравнения каталогов, то в общем она значительно больше той, которая определяется на основании внутреннего согласия (вероятная ошибка скорости). Разумеется, и здесь случайная ошибка зависит от спектрального класса и характера спектральных линий. Она особенно велика для звезд классов О, В и А. Так, среднее отклонение для обсерваторий Виктории, Маунт Вилсон и Йеркской относительно Ликской равно  $\pm 3,9 \text{ км/сек}$  для классов О—В5 и  $\pm 3,8 \text{ км/сек}$  для классов В8—А3. Если сюда включить также звезды с отклонением свыше  $10 \text{ км/сек}$ , то приведенное здесь среднее отклонение увеличивается приблизительно на 70%. Для звезд поздних классов среднее отклонение составляет  $\pm 1,5 \text{ км/сек}$ . В табл. XXXII были приведены результаты сравнения каталогов друг с другом.

Из сводных каталогов лучевых скоростей можно указать три каталога:

1. J. H. Moore, A General Catalogue of the Radial Velocities of Stars, Nebulae and Clusters, Publ. Lick. Obs. 18, 1932 (содержит лучевые скорости 6739 звезд, 115 газовых туманностей, 90 внегалактических туманностей и 18 скоплений).
2. J. S. Plaskett, J. A. Pearce, A Catalogue of Radial Velocities of O and B stars, Publ. Dom. Ap. Obs. Victoria 5, № 2, 1931; № 1, 1932 (1010 звезд).
3. R. E. Wilson, General Catalogue of Stellar Radial Velocities, Carnegie Institution of Washington, № 601, 1953; Paper of Maunt Wilson Obs. № 8, 1953.

Кроме того можно указать также следующие каталоги:

1. M. W. Feast, A. D. Thackeray, A. J. Wesselink, Radial Velocities of Southern B Stars Determined at the Radcliffe Observatory, J. Mem. R. A. Soc. 67, 51, 1955; II, Ibid. 68, 1, 1957.
2. D. R. Palmer et al., The Radial Velocities, Spectral Types and Projected Rotational Velocities of 633 Bright Northern A-stars, Roy. Obs. Bull. (London) № 135, 1968.
3. M. Duflot, Ch. Fehrenbach, The Measurement of Objective-Prism Radial Velocities, J. Obs. 39, 104, 1956; 41, 43, 1958; J. Bonlou, M. Duflot, Ch. Fehrenbach, Ibid., 42, 1, 1959.
4. R. M. Petrie, J. A. Pearce, Catalogue of Radial Velocities of 570 B Stars, Publ. Dom. Ap. Obs. Victoria 12, 1, 1962; R. M. Petrie, J. L. Petrie, Ibid. 13, 253, 1968.
5. E. R. Dyer, The Radial Velocities of 166 Red Dwarf Stars, A. J. 59, 218, 1933.
6. Г. А. Шайн, В. А. Альбицкий, Радиальные скорости 343 звезд, Тр. ГАО 43, 3, 1933; МН 92, 771, 1932.
7. J. F. Heard, The Radial Velocities, Spectral Classes, and Photographic Magnitudes of 1041 Late-Type Stars, Publ. David. Dunlap. Obs. 2, 107, 1956.



# ЧАСТЬ ЧЕТВЕРТАЯ

## АСТРОФОТОМЕТРИЯ

### ГЛАВА XXIII

#### ОСЛАБЛЕНИЕ СВЕТА В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

§ 121. **Общие соображения.** Земная атмосфера рассеивает и поглощает падающее на нее излучение. Поэтому световой поток от небесного светила достигает наблюдателя ослабленным в зависимости от количества рассеивающих и поглощающих свет различного рода частиц на пути потока и, следовательно, и от длины пути луча в толще атмосферы. Очевидно, что ослабление света будет тем меньше, чем выше расположен наблюдатель над уровнем моря и для каждого данного места будет функцией зенитного расстояния светила. Атмосферное ослабление света, идущего от небесного светила, часто называют *экстинкцией*. Мы этот термин примем для удобства употребления.

Количество света, теряемого в атмосфере, весьма значительно. Так, вблизи горизонта звезды в видимых лучах при нормальных условиях кажутся нам на 3<sup>м</sup> слабее, чем в зените, где ослабление света достигает 0<sup>м</sup>,8. В фотографической области спектра оно достигает еще большей величины. Важность явления ослабления света для астрофизики очевидна. Мы должны уметь освобождать результаты фотометрических наблюдений небесных светил от влияния земной атмосферы для того, чтобы сделать их сравнимыми между собой, а также и сравнимыми с фотометрическими измерениями лабораторных источников света. Чем выше точность измерений, тем более строго должно учитываться это явление.

Задача учета экстинкции, по существу, разделяется на три части. Нам нужно, во-первых, знать, по какому закону меняется ослабление света в зависимости от зенитного расстояния светила, во-вторых, мы должны определить, какое количество света теряется при прохождении лучом света определенной толщи атмосферы и, в-третьих, мы должны узнать изменения этой потери света с течением времени в зависимости от изменения состава среды на пути светового луча.

Пусть на какой-либо бесконечно тонкий слой ослабляющей свет среды падает монохроматический световой поток  $\Phi_\lambda$  фиксированной длины волны  $\lambda$ . Путь, проходимый светом внутри слоя, мы обозначим через  $ds$ . После выхода из слоя величина потока будет  $\Phi_\lambda - d\Phi_\lambda$ , где  $d\Phi_\lambda$  — потеря потока света в слое. Мы можем написать для  $d\Phi_\lambda$  такое выражение:

$$d\Phi_\lambda = \alpha_\lambda \Phi_\lambda ds, \quad (4.1)$$

где  $\alpha_\lambda$  — коэффициент пропорциональности, называемый показателем ослабления. Выражения типа

$$\alpha_\lambda = \text{const} \quad (4.2)$$

будут уравнениями некоторых поверхностей; мы будем называть их поверхностями равной оптической плотности.

Рассмотрим случай, когда луч проходит слой конечной толщины  $s$ . Если начальное значение потока обозначить через  $\Phi_{0\lambda}$ , в отличие от

конечного  $\Phi_\lambda$ , то на основании выражения (4. 1) путем интегрирования мы получаем такое соотношение между  $\Phi_\lambda$  и  $\Phi_{0\lambda}$ :

$$\ln \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{0,\lambda}} = - \int_0^s \alpha_\lambda ds. \quad (4.3)$$

Интеграл  $\int_0^s \alpha_\lambda ds$  мы будем называть оптической толщиной слоя. Обозначив

$$\tau_\lambda(s) = \int_0^s \alpha_\lambda ds, \quad (4.4)$$

мы перепишем равенство (4.3) в форме:

$$\Phi_\lambda = \Phi_{0,\lambda} e^{-\tau_\lambda(s)}. \quad (4.5)$$

Величина  $e^{-\tau_\lambda(s)}$  называется *коэффициентом пропускания*. Обозначив его через  $T_\lambda$ , находим

$$\Phi_\lambda = \Phi_{0,\lambda} T_\lambda. \quad (4.6)$$

**§ 122. Элементарная геометрическая теория ослабления света.** В первом приближении мы остановимся на случае, когда слои равной оптической плотности плоскопараллельны и горизонтальны, так что нормаль к ним совпадает с отвесной линией в точке наблюдения. Ввиду того, что земная атмосфера имеет конечную оптическую толщину и ее оптическая плотность убывает с увеличением высоты слоя над уровнем моря, мы можем распространить интегрирование по  $s$  от 0 до  $\infty$  и положить

$$ds = \sec z dx, \quad \tau_{0,\lambda} = \int_0^\infty \alpha_\lambda dx. \quad (4.7)$$

В этом приближении мы пренебрегаем искривлением луча вследствие рефракции, а также и кривизной слоев  $\alpha_\lambda = \text{const}$ . Тогда  $\Phi_\lambda$  в функции от зенитного расстояния  $z$  выразится формулой:

$$\Phi_\lambda(z) = \Phi_{0,\lambda} e^{-\tau_{0,\lambda} \sec z}. \quad (4.8)$$

Для  $z=0$  мы имеем

$$\Phi_\lambda(0) = \Phi_{0,\lambda} e^{-\tau_{0,\lambda}}. \quad (4.9)$$

Деля формулу (4. 8) на формулу (4. 9), получаем

$$\frac{\Phi_\lambda(z)}{\Phi_\lambda(0)} = e^{-\tau_{0,\lambda}(\sec z - 1)}. \quad (4.10)$$

В более общем случае, когда мы учитываем кривизну ослабляющих свет слоев атмосферы (рис. 192), нужно заменить  $\sec z$  некоторой функцией  $z$ ; мы будем называть ее *атмосферной массой* и обозначать  $M(z)$ . Эту функцию мы можем определить как отношение оптических толщин слоя для зенитных расстояний  $z$  и 0:

$$M(z) = \frac{\tau_\lambda(z)}{\tau_{0,\lambda}}. \quad (4.11)$$

$M(z)$  будет всегда меньше, чем  $\sec z$  и при  $z \rightarrow 90^\circ$  уже не будет обращаться в бесконечность, а будет стремиться к некоторой конечной величине. Тогда

уравнение (4. 10) примет вид

$$\Phi_{\lambda}(z) = \Phi_{\lambda}(0) e^{-\tau_{0,\lambda}[M(z)-1]}. \quad (4. 12)$$

Введя еще понятие *коэффициента прозрачности атмосферы*

$$p_{\lambda} = e^{-\tau_{0,\lambda}}, \quad (4. 13)$$

мы перепишем уравнение (4. 12) в форме

$$\frac{\Phi_{\lambda}(z)}{\Phi_{\lambda}(0)} = p_{\lambda}^{M(z)-1}.$$

Очевидно, что в звездных величинах последнее уравнение будет иметь вид

$$m_{\lambda}(z) - m_{\lambda}(0) = -2,5 \lg p_{\lambda} [M(z) - 1] = k_{\lambda} [M(z) - 1]. \quad (4. 14)$$

Коэффициент  $k_{\lambda}$  мы будем называть *фактором ослабления света* (или экстинкции). Точно так же, переходя в равенстве (4. 8) к звездным величинам, мы получим

$$m_{\lambda}(z) = m_{0,\lambda} - 2,5 M(z) \lg p_{\lambda} = m_{0,\lambda} + k_{\lambda} M(z), \quad (4. 15)$$

где  $m_{0,\lambda}$  — внеатмосферная звездная величина светила. Очевидно, что

$$k_{\lambda} = 1,086 \tau_{0,\lambda}.$$

Впервые точные формулы для вычисления атмосферных масс в предположении изотермичности земной атмосферы были выведены Бугером и Лапласом. Впоследствии в 1904 г. Бемпорад уточнил теорию Лапласа, приняв модель атмосферы с температурой, убывающей с увеличением  $x$ . Так как  $M(z)$  может колебаться в результате изменения метеорологических условий в месте наблюдения, а именно — изменений атмосферного давления и температуры, то Бемпорад составил специальные таблицы также и для учета этих факторов, которые, однако, имеют значение лишь при  $z > 86^{\circ}$ . Ошибка от замены  $M(z)$  на  $\sec z$  даже при  $z = 75^{\circ}$  составляет только 0,048. Как мы увидим в дальнейшем, почти для всех длин волн солнечного спектра ( $\lambda > 4000 \text{ \AA}$ )  $k_{\lambda}$  обычно остается меньшим одной звездной величины, так что ошибка в наблюдаемой звездной величине светила, вызванная упомянутой ошибкой в  $M(z)$ , будет соответственно меньше, чем 0<sup>m</sup>,05. Очевидно, что чем больше  $z$ , тем больше будут ошибки, вызванные всякого рода изменениями  $k_{\lambda}$  с течением времени, а также и ошибки, вызванные неточностью определения  $k_{\lambda}$  для данного места. Поэтому  $z = 75^{\circ}$  обычно считается границей фотометрических исследований небесных светил. Именно поэтому таблицы Бемпорада не имеют практического значения, и для вычисления воздушных масс можно пользоваться обычной таблицей секансов. Лишь в тех случаях, когда приходится наблюдать при  $z > 75^{\circ}$ , следует пользоваться таблицами Бемпорада.

Обычно считают, что в земной атмосфере слои равной оптической плотности параллельны между собой. Однако в приземном слое воздуха это

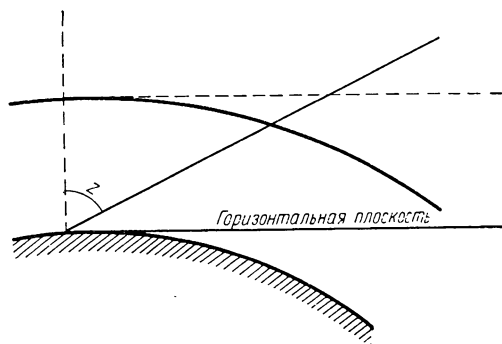


Рис. 192.

условие из-за различной запыленности отдельных участков местности может не соблюдаться. В результате часто возникают неправильные колебания зависимости  $M$  от  $z$ . Вполне возможно также изменение  $M(z)$  с азимутом светила. Конечно, эти изменения могут быть обнаружены лишь при больших  $z$ , когда луч света проходит большую часть своего пути в приземном слое. Это обстоятельство ставит под сомнение правильность пользования таблицами Бемпорада даже при больших зенитных расстояниях и лишний раз подчеркивает ненадежность фотометрических измерений при этих условиях.

**§ 123. Поглощение света в земной атмосфере.** Переходя к рассмотрению механизмов ослабления света, мы прежде всего обратимся к явлению поглощения света молекулами газа в земной атмосфере. Молекулярные полосы

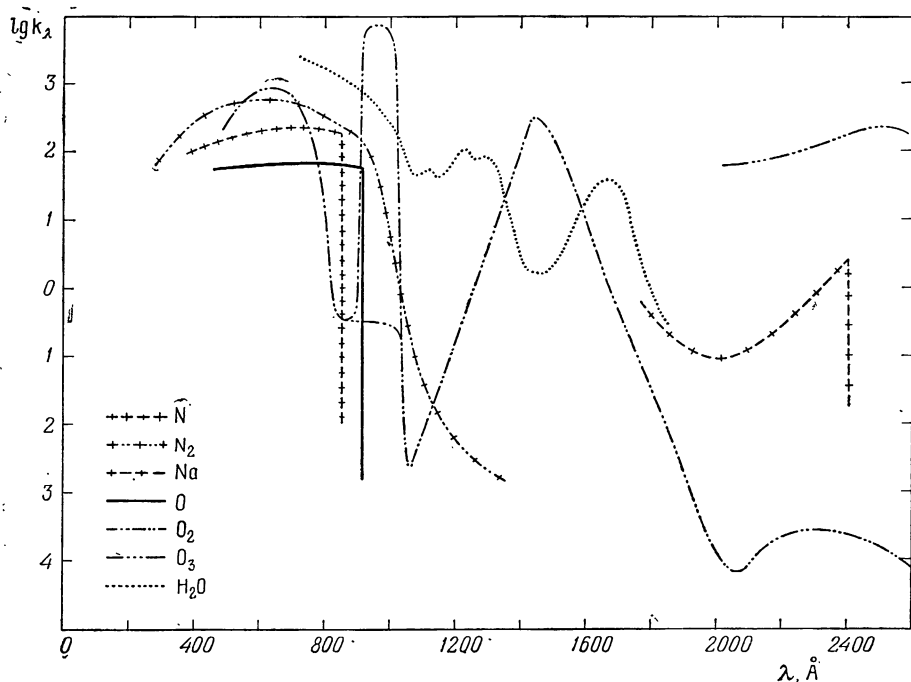


Рис. 193.

поглощения в солнечном спектре, возникающие в земной атмосфере, называются *теллурическими* полосами. Они состоят из многочисленных линий, сгущающихся к области канта полосы. Несмотря на то, что азот и кислород — основные компоненты воздуха, мы почти не находим следов их присутствия в области видимого спектра. Основные полосы поглощения этих элементов лежат в далекой ультрафиолетовой области с длиной волны  $\lambda < 1800 \text{ Å}$ . На участке же от 1800 до 3000 Å ультрафиолетовый спектр срезается полосами поглощения озона ( $O_3$ ). На графиках, заимствованных нами из компиляции Аллена, показан ход логарифма коэффициента поглощения, рассчитанного на одну воздушную массу для области от 200 до 2400 Å (рис. 193). В то время как график поглощения молекулами кислорода идет зигзагообразно, поглощение водяным паром почти непрерывно нарастает с уменьшением  $\lambda$ . Водяной пар почти полностью сосредоточен в тропосфере, а на высотах больших 16 км практически отсутствует. При подъеме светоприемника на большие высоты (от 150 км и выше) в областях от 1000 до 1300 Å

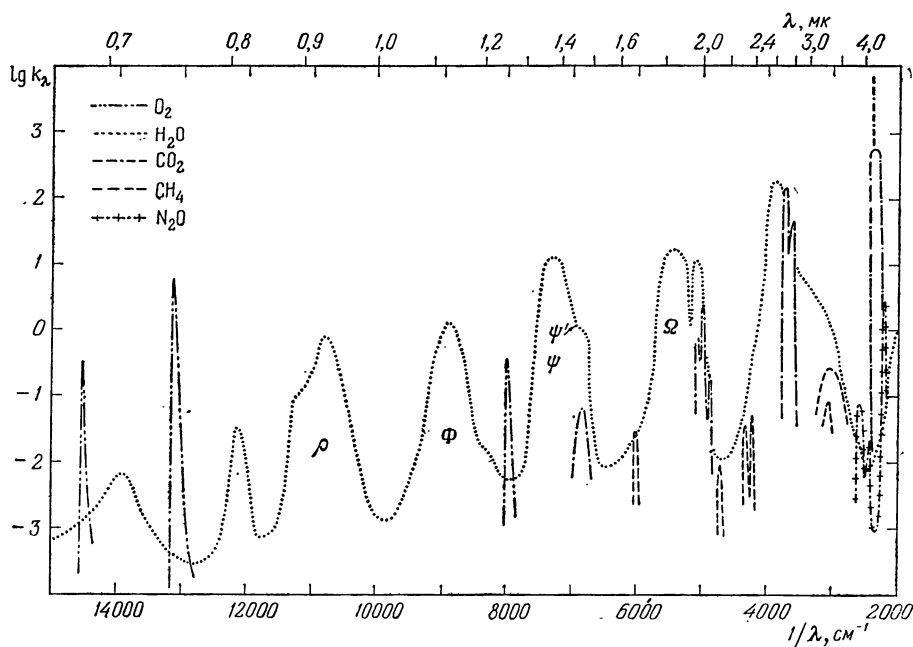


Рис. 194.

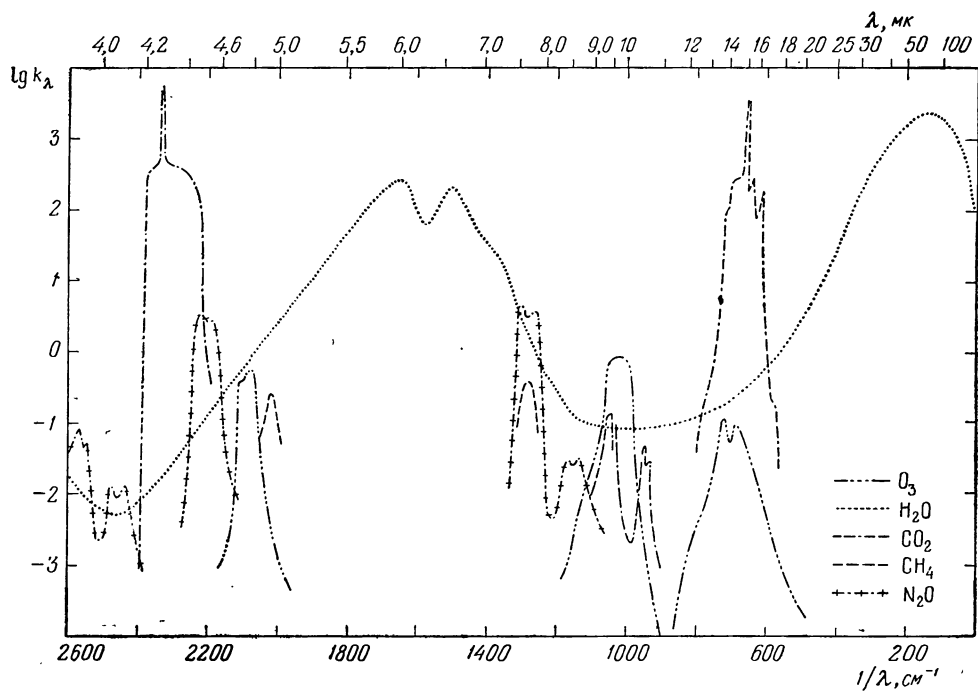


Рис. 195.

появляется своеобразное «окно прозрачности». На высотах, больших 200—250 км, доступной наблюдениям становится вся ультрафиолетовая область спектра.

Если ограничиться видимым спектром Солнца (включая фотографическую область), то главные теллурические полосы в этой области образованы молекулами водяного пара, кислорода и озона (табл. XXXVI). Все

ТАБЛИЦА XXXVI

| Водяной пар                               |                      | Кислород                              |             | Озон                                      |                                 |
|-------------------------------------------|----------------------|---------------------------------------|-------------|-------------------------------------------|---------------------------------|
| $\lambda$ , Å                             | обозначение          | $\lambda$ , Å                         | обозначение | $\lambda$ , Å                             | обозначение                     |
| 7327—7164<br>(6350—6270)<br>(6054—5850)   | «Дождевая<br>полоса» | 7718—7593<br>7164—6867<br>(6350—6267) | A<br>B      | 6400—4300<br>(6150 максимум)<br>3300—3200 | Полосы Шапюи<br>Полосы Хеггинса |
| (5780—5670)<br>(5478—5420)<br>(5111—4981) |                      | (5830—5790)<br>(5396—5377)            | .           | 3200—2300                                 | Полосы Гартлея                  |
|                                           |                      |                                       |             |                                           |                                 |

они очень слабы, за исключением полос с длиной волны  $\lambda < 3200$  и  $\lambda > 7000$  Å, лежащих уже за пределами видимого спектра. Длины волн слабых полос указаны в скобках. Очевидно, что теллурические полосы в видимом спектре практически совершенно не влияют на экстинкцию, рассчитываемую для широких интервалов длин волн. С ними приходится считаться только при исследовании спектральных линий Солнца или планет, когда они могут оказаться источниками серьезных помех.

В инфракрасной области спектра основную роль в поглощении света играют полосы водяного пара (рис. 194 и 195). Кроме них, в отдельных сравнительно узких участках очень сильны полосы углекислого газа ( $4,1 \text{ мк} < \lambda < 4,6 \text{ мк}$  и  $13 \text{ мк} < \lambda < 17 \text{ мк}$ ). На высотах, больших 20 км, уже все теллурические полосы или полностью исчезают или настолько ослабевают, что не мешают спектроскопическим наблюдениям. Поэтому подъем астрономических приборов на аэростатах в стратосферу является весьма перспективным в деле изучения инфракрасного спектра небесных светил.

Поглощение света твердыми частицами (твердыми аэрозолями) редко бывает значительным. Оно имеет непрерывную зависимость от длины волны и его действие в нашей задаче совпадает с действием основного механизма ослабления света — рассеянием.

§ 124. Рассеяние света. Обозначим освещенность монохроматическим пучком параллельных лучей для бесконечно малого элемента  $dv$  рассеивающей среды через  $E_\lambda$ . Это излучение частично рассеивается элементом во все стороны (рис. 196). Поток рассеянного излучения, распространяющийся в направлении, составляющем с падающим лучом угол  $\pi - \varphi$  в телесном угле  $d\omega$ , равен

$$dF_\lambda(\varphi) = S_\lambda(\varphi) E_\lambda dv d\omega, \quad (4.16)$$

где  $S_\lambda(\varphi)$  — коэффициент рассеяния, или

$$dF_\lambda(\varphi) = \sigma_\lambda \Gamma_\lambda(\varphi) E_\lambda dv d\omega, \quad (4.17)$$

где  $\sigma_\lambda$  — параметр, зависящий от оптических свойств среды. Величина  $\sigma_\lambda \Gamma_\lambda(\varphi) E_\lambda$  представляет собой силу света единицы объема рассеивающей среды. На функцию  $\Gamma_\lambda(\varphi)$ , называемую индикатрисой рассеяния и характеризующую

зависимость потока рассеянного света от направления, мы наложим ограничение:

$$\Gamma_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right)=1. \quad (4.18)$$

Часто индикатрисой называют полярную диаграмму, представляющую изменение с направлением какой-либо векторной величины. В нашем случае можно было бы назвать индикатрисой график функции  $\Gamma_{\lambda}(\varphi)$ . Таким образом, при  $\varphi = \pi/2$

$$dF_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}\right)=\sigma_{\lambda}E_{\lambda}dvd\omega. \quad (4.19)$$

Константа  $\sigma_{\lambda}$  пропорциональна числу рассеивающих частиц в единице объема (для однородной среды). Пусть объем рассматриваемого элемента равен  $1 \text{ см}^3$ . Тогда, интегрируя уравнение (4.17) по всем телесным углам, мы получим следующее выражение для коэффициента ослабления света в результате рассеяния света в рассматриваемом элементе:

$$\alpha_{\lambda}E_{\lambda}=\sigma_{\lambda}E_{\lambda}\int\Gamma_{\lambda}(\varphi)d\omega, \quad (4.20)$$

где

$$\alpha_{\lambda}=2\pi\sigma_{\lambda}\int_0^{\pi}\Gamma_{\lambda}(\varphi)\sin\varphi d\varphi. \quad (4.21)$$

При этом мы учитываем, что, так как нами рассматривается рассеяние в единице объема, то должно быть

$$\int dv=1.$$

Рассматривая диэлектрические частицы, магнитная проницаемость которых та же, что и окружающей среды, а размеры ничтожно малы по сравнению с длиной волны излучения, Рэлей получил следующее выражение для закона рассеяния:

$$\left. \begin{aligned} dF_{\lambda} &= \frac{2\pi^2(n-1)^2\lambda^{-4}}{N}(1+\cos^2\varphi)E_{\lambda}dvd\omega, \\ \sigma_{\lambda}\Gamma_{\lambda}(\varphi) &= \frac{2\pi^2(n-1)^2\lambda^{-4}}{N}(1+\cos^2\varphi), \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

где  $n$  — показатель преломления, а  $N$  — число молекул в данном элементе объема. Согласно уравнению (4.21) мы получаем

$$\alpha_{\lambda}=\frac{4\pi^3(n-1)^2\lambda^{-4}}{N}\int_0^{\pi}(1+\cos^2\varphi)\sin\varphi d\varphi=\frac{32}{3}\frac{\pi^3(n-1)^2\lambda^{-4}}{N}. \quad (4.23)$$

В земной атмосфере, кроме газовых молекул, находится много мелких твердых пылевых частиц. Теория рассеяния света частицами, размеры которых сравнимы с длиной волны рассеиваемой радиации, была разработана Ми. Он предположил, что рассеивающие частицы имеют шарообразную форму

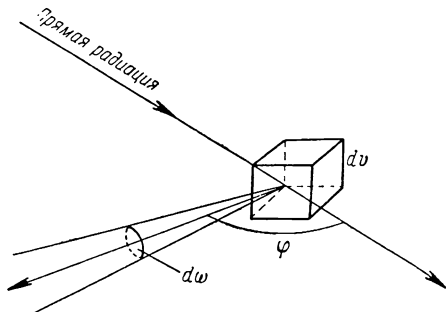


Рис. 196.

и являются однородными по внутреннему строению. В общем случае теория Ми была развита в применении не только к диэлектрикам, но и к проводящим частицам. Индикатриса рассеяния таких частиц зависит от их размеров и имеет форму замкнутой кривой, вытянутой в направлении  $\varphi=0$ . Для атмосфер, как для смеси различных частиц (в том числе и газовых молекул), индикатриса рассеяния должна представлять собой результат осреднения целого ряда различных индикатрис с индикатрисой Рэлея. Как было показано В. А. Кратом, индикатриса рассеяния земной атмосферы с большой степенью точности может быть представлена эмпирической формулой:

$$\Gamma_{\lambda}(\varphi) = 1 + P_{\lambda}v(\varphi) + Q_{\lambda}\cos^2\varphi, \quad (4.24)$$

где

$$v(\varphi) = e^{-3\varphi} - e^{-\frac{3}{2}\pi}, \quad (4.25)$$

а  $P_{\lambda}$  и  $Q_{\lambda}$  являются функциями длины волны и, кроме того, зависят от состава рассеивающей среды. Формула (4.24) неприменима к узкому интервалу по  $\varphi$  от 0 до  $2-3^{\circ}$  (участок околосолнечного ореола), где  $\Gamma_{\lambda}(\varphi)$  имеет очень высокий максимум.

Для частиц больших размеров (в соответствии с теорией Ми) величина  $\alpha_{\lambda}$  приближенно может считаться пропорциональной  $\lambda^{-\beta}$ , где  $\beta$  зависит от соотношения между радиусом частицы и длиной волны  $\lambda$ . У крупных частиц, диаметр которых значительно превосходит длину волны,  $\beta=0$ , и мы имеем дело со случаем нейтрального рассеяния, в то время как для очень мелких диэлектрических частиц  $\beta$  близко к 4. Коэффициент  $P_{\lambda}$  быстро убывает с переходом от низких слоев атмосферы (1—2 км), в которых главным образом и содержатся крупные частицы пыли, к более высоким слоям; околосолнечный ореол исчезает, небо приобретает более синюю окраску ( $\beta \rightarrow 4$ ). Пренебрегая отклонением индикатрисы рассеяния от формулы (4.24) в области околосолнечного ореола ввиду узости интервала по  $\varphi$ , где это отклонение наблюдается, мы можем для слоя с характеристиками  $\sigma_{\lambda}$ ,  $P_{\lambda}$  и  $Q_{\lambda}$  найти показатель ослабления света:

$$\alpha_{\lambda} = 4\pi\sigma_{\lambda}\left(1 + 0,041P_{\lambda} + \frac{Q_{\lambda}}{3}\right). \quad (4.26)$$

**§ 125. Прозрачность атмосферы и яркость неба.** Формула (4.26) пригодна для оценки показателя ослабления света, несмотря на то, что в ней не учтен околосолнечный ореол. Допустим, что в области ореола индикатриса получается приращением  $R_{\lambda}u_{\lambda}(\varphi)$ , где  $u_{\lambda}(\varphi)$  монотонно спадает до нуля на видимой границе ореола. Очень часто эта граница устанавливается около  $\varphi=3^{\circ}$ . Тогда  $\alpha_{\lambda}$  в этой области увеличивается на

$$\Delta\alpha_{\lambda} = 2\pi\sigma_{\lambda} \int_0^{\pi} \Delta\Gamma_{\lambda}(\varphi) \sin\varphi d\varphi = 2\pi\sigma_{\lambda}R_{\lambda} \int_0^{\varphi=3^{\circ}} u_{\lambda}(\varphi) \sin\varphi d\varphi.$$

Вынося среднее  $u(\varphi)$  за знак интеграла, имеем

$$\Delta\alpha_{\lambda} = 2\pi\sigma_{\lambda}R_{\lambda}\bar{u}_{\lambda}(1 - \cos 3^{\circ}) = 0,0028\pi\sigma_{\lambda}R_{\lambda}\bar{u}_{\lambda}.$$

Разделив  $\Delta\alpha_{\lambda}$  на  $\alpha_{\lambda}$ , получим:

$$\frac{\Delta\alpha_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} = 0,0007 \frac{R_{\lambda}\bar{u}_{\lambda}}{1 + 0,041P_{\lambda} + \frac{Q_{\lambda}}{3}}.$$

Пусть для достаточно сильного ореола  $R_{\lambda}\bar{u}_{\lambda} \approx 10$ ,  $P_{\lambda}=10$  и  $Q_{\lambda}=0,5$  (типичные значения для  $P_{\lambda}$  и  $Q_{\lambda}$  в видимой области спектра). Тогда  $\Delta\alpha_{\lambda}$  составит всего 0,4% от  $\alpha_{\lambda}$ .



Индикатриса рассеяния в форме (4. 24) была получена только в первом приближении задачи о рассеянии света в атмосфере, когда можно учитывать только рассеяние первого порядка. В общем виде задача рассеяния света была решена В. А. Амбарцумяном и В. В. Соболевым для случая однородной рассеивающей среды. Для неоднородной среды, в которой параметры закона рассеяния света изменяются в том или ином направлении, а форма индикатрисы заранее не известна (как, например, в случае изменения оптических свойств воздуха над земной поверхностью), задача до сих пор не получила точного решения и решается приближенно. Кроме того, при решении задачи следует учитывать отражение света от земной поверхности, особенно сильное, когда оно происходит от снежного покрова. На определение индикатрисы рассеяния в условиях земной атмосферы при  $p_\lambda \geq 0,8$  переход к первому приближению в решении задачи влияет сравнительно мало, в то время как величина  $\sigma_\lambda$ , а следовательно и  $\alpha_\lambda$ , изменяются на несколько процентов. При  $p_\lambda < 0,8$  изменения в  $\alpha_\lambda$ , являющиеся, по существу, ошибками метода, могут уже превышать 10%.

Формула (4. 26) может быть с успехом использована для оценок изменения прозрачности дневного неба в течение дня. Поскольку для определения относительного хода  $\alpha_\lambda$  с временем суток нам не нужно знать абсолютного значения  $\sigma_\lambda$ , достаточно измерять яркость дневного неба по альмукантарату Солнца при помощи любого фотометра. Таким фотометром может служить, например, трубка с фотоэлементом, укрепленная на азимутальном штативе. В трубке устанавливается система диафрагм, ограничивающих измеряемое поле и устраняющих лишний рассеянный свет. Для промеров яркости  $E_\lambda$  дневного неба не нужно особо чувствительных приемников и в таких фотометрах можно использовать фотоэлемент с запирающим слоем. Так как  $E_\lambda$  пропорционально  $e^{-\tau_\lambda(x)}$  и этой же величине пропорциональна яркость дневного неба, то при делении всех измеренных  $E_\lambda$  на яркость белого экрана, освещенного отвесно падающими на него лучами Солнца, мы получим в результате величины, пропорциональные  $\sigma_\lambda \Gamma_\lambda(\varphi)$ . При  $\varphi = 90^\circ$  эта величина равна просто  $\sigma_\lambda$ .

Если известна отражающая способность экрана, то отсюда можно будет получить и абсолютные значения  $\sigma_\lambda$ , а по формуле (4. 26) и  $\alpha_\lambda$ . Так как  $\alpha_\lambda$  могут систематически уклоняться от их истинных значений, то для оценки изменений  $\alpha_\lambda$  достаточно использовать их относительные значения в произвольной шкале. Величину  $p_\lambda$  можно также весьма быстро определить для визуальной области спектра, пользуясь эмпирической формулой Е. В. Пясковской-Фесенковой:

$$p = 0,973 - 9,80 \sigma \Gamma (60^\circ).$$

Эта формула дает вполне удовлетворительную точность при всех  $p > 0,84$ . Вообще при высокой прозрачности воздуха использование яркости дневного неба для оценок  $p$  или  $\alpha$  (и особенно их изменений с течением времени) является наиболее целесообразным. Подробнее с техническими приемами и методами изучения рассеяния света в земной атмосфере читатель может познакомиться в монографиях Е. В. Пясковской-Фесенковой и Г. Ш. Лифшица.

**§ 126. Техника определения фактора атмосферного ослабления света.** Знание атмосферной прозрачности совершенно необходимо при определении истинной внеатмосферной звездной величины наблюдаемого небесного объекта по его видимой величине или же его внеатмосферной яркости  $B_{0,\lambda}$ , удовлетворяющей уравнению

$$\lg B_\lambda = \lg B_{0,\lambda} + M \lg p_\lambda. \quad (4. 27)$$

В основе всех способов определения коэффициента прозрачности  $p_\lambda$  или фактора ослабления  $k_\lambda$  лежит формула (4. 15). Будем считать, что  $k_\lambda$  постоянно для всех зенитных расстояний. Это условие справедливо для монохроматического излучения и, как мы увидим ниже, несколько нарушается для гетерохромного излучения (излучения в широком интервале длин волн). Значок  $\lambda$  мы опустим и перепишем формулу (4. 15) в таком виде:

$$m(z) = m_0 + kM(z).$$

Наиболее просто величина  $k$  может быть определена из наблюдений двух звезд, находящихся на разных зенитных расстояниях, внеатмосферные величины которых известны. При этом необходимо выбирать звезды, близкие по цвету к фотометрируемому небесному объекту. Приписывая к  $m$  индексы 1 и 2, соответственно обоим звездам, мы получим

$$\left. \begin{aligned} m_1(z_1) &= m_{0,1} - kM_1, \\ m_2(z_2) &= m_{0,2} - kM_2. \end{aligned} \right\} \quad (4. 28)$$

Из уравнений (4. 28) легко находим  $k$ :

$$k = \frac{m_1(z_1) - m_2(z_2) - (m_{0,1} - m_{0,2})}{M_1 - M_2}. \quad (4. 29)$$

Измерение разности  $m_1(z_1) - m_2(z_2)$  может быть сделано очень быстро, и возможные изменения  $k$  с течением времени не окажут существенного влияния на определяемые величины. Однако в этом случае нам приходится брать разность внеатмосферных величин  $(m_{0,1} - m_{0,2})$  по какому-либо из фотометрических каталогов и тем самым включить в  $k$  каталожные ошибки. Для уменьшения влияния ошибок в  $(m_{0,1} - m_{0,2})$  и для устранения влияния местных помутнений атмосферы следует определять  $k$  по нескольким парам звезд, выбранных в разных азимутах.

Существует возможность определения  $k$  методом сравнения блеска одного и того же светила при разных зенитных расстояниях. В этом случае знание внеатмосферной величины светила оказывается излишним. Для различных зенитных расстояний светила, соответствующих атмосферным массам  $M_1, M_2, M_3, \dots$ , получим

$$\left. \begin{aligned} m(z_1) &= m_0 - kM_1, \\ m(z_2) &= m_0 - kM_2, \\ &\dots \dots \dots \\ m(z_i) &= m_0 - kM_i, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (4. 30)$$

Измерив величины  $m(z_1), m(z_2), \dots, m(z_i), \dots$  в системе с произвольным нуль-пунктом, мы можем, решая систему уравнений (4. 30) по способу наименьших квадратов, получить  $k$  и  $m_0$ . Величина  $m_0$  будет определена в системе  $m(z)$ . Часто для решения уравнений (4. 30) применяют графический метод, используя то обстоятельство, что на графике с осями  $m(z)$  и  $M$  функция (4. 30) представится прямой линией. Эту прямую часто называют *бугеровской линией*. Каждое наблюдение дает на графике точку. Угловой коэффициент бугеровской линии представляет собой не что иное, как  $k$ , а в точке пересечения прямой с осью  $M=0$  можно отсчитать и значение  $m_0$ . В тех случаях, когда бугеровская линия оказывается искривленной, указанный метод неприменим, так как это означает, что прозрачность неустойчива и  $k$  изменяется с течением времени. Однако, как было обнаружено В. Б. Никоновым, иногда даже при изменяющемся  $k$  бугеровская линия сохраняет форму прямой, поскольку

возможно такое изменение прозрачности, при котором изменяется только наклон бугеровской линии. При этом применение данного метода приводит к ошибочным значениям  $k$  и  $m_0$ . Также нужно отметить, что даже в благоприятных случаях для уверенного определения  $k$  и  $m_0$  мы должны наблюдать длительное время и получать большое число наблюдений. Тем не менее метод бугеровских линий получил очень широкое распространение и почти всегда применяется в тех случаях, когда для определения  $k$  пользуются наблюдениями самого фотометрируемого объекта. В этих случаях отпадают все ошибки, связанные с различием в спектральном составе небесных светил. При дневных наблюдениях для определения  $k$  (или  $p$ ) обычно используют наблюдения Солнца.

Этот метод может быть коренным образом улучшен, если для светила, обладающего постоянным блеском или постоянной яркостью (Солнце, звезда), из ряда специально поставленных, тщательных наблюдений определено надежное значение яркости  $B_0$  или звездной величины  $m_0$ . Тогда  $k$  определяется для каждого данного момента из единичного измерения  $B$  или  $m$ :

$$\lg p = \frac{\lg B - \lg B_0}{M}, \quad (4.31)$$

$$k = \frac{m - m_0}{M}. \quad (4.32)$$

В этом случае при очень малой затрате труда и времени на наблюдения мы можем получить  $k$  (или  $p$ ) даже при кратковременных прояснениях.

**§ 127. Изменение прозрачности атмосферы с течением времени.** Очевидно, что ввиду изменения с течением времени состава рассеивающей среды (атмосферы), выражающегося в росте или убывании числа аэрозольных (пылевых) частиц и в изменении количества водяного пара, коэффициенты и факторы ослабления будут различны в разные часы суток и в разные даты. Таким образом, возникает задача исследования изменений  $k_\lambda$  с течением времени  $t$ . Мы вкратце опишем лишь три современных способа, применяемых для вывода мгновенных значений коэффициентов (или факторов) ослабления света. Считая, что мы везде имеем дело с монохроматическим излучением, мы, так же как и в предыдущем параграфе, опустим в наших формулах индекс  $\lambda$ .

Первые два способа основаны на измерениях интенсивности потока прямой радиации  $\Phi$ , или, что то же, на измерениях звездных величин небесных светил. Нуль-пункт при этих измерениях может быть произвольным, но не должен меняться с течением времени. Уравнение

$$\mathbb{E}m(z) = m_0 + kM, \quad (4.33)$$

где  $m_0$  — звездная величина светила, которая была бы измерена в том случае, если бы земная атмосфера отсутствовала, содержит две неизвестные величины,  $m_0$  и  $k$ ;  $n$  наблюдений одной и той же звезды на разных зенитных расстояниях в моменты  $t_1, t_2, \dots, t_n$  дают  $n$  уравнений:

$$\left. \begin{aligned} m(z_1) &= m_0 + k(t_1)_i M(z_1), \\ m(z_2) &= m_0 + k(t_2) M(z_2), \\ &\dots \dots \dots \\ m(z_n) &= m_0 + k(t_n) M(z_n), \end{aligned} \right\} \quad (4.34)$$

содержащих  $(n + 1)$  неизвестных величин.

В первом приближении, выбрав по возможности наблюдения только в течение ночей с хорошей и устойчивой прозрачностью атмосферы, для наб-

людений, проведенных в течение одной ночи, мы можем положить  $k = \text{const.}$  Тогда, разбивая систему уравнений (4. 34) на группы, каждая из которых содержит наблюдения одной ночи, мы можем путем решения уравнений каждой группы по методу наименьших квадратов получить величины  $m_0$  и  $k$  для этих групп уравнений (для данной ночи). Так как  $m_0$  (если только звезда не является переменной) не зависит от  $t$ , то мы можем взять среднее из всех ее значений, полученных для отдельных групп. Это среднее значение  $m_0$  из большого ряда наблюдений может быть получено с весьма большой степенью точности. Подставив найденное значение  $m_0$  в уравнения (4. 34), мы можем определить и всю последовательность величин  $k(t_1), k(t_2), \dots, k(t_n)$ .

Конечно, подобного рода определения факторов ослабления света  $k(t_i)$  можно производить только в том случае, если мы располагаем устойчивым приемником энергии, например, фотоэлектрическим фотометром, контролируемым наводками на радиоактивный светящийся экран, когда все измерения делаются в одной и той же фотометрической шкале с известным и устойчивым нуль-пунктом. Визуальные и фотографические промеры не обладают этим свойством. Для них обязательным условием получения высокой точности является строгая дифференциальность измерений. Поэтому обычно уверенно определяются не сами звездные величины светил, а их разности. Пусть в один и тот же момент  $t_i$  определена разность звездных величин двух звезд с внеатмосферными значениями  $m_0$ , равными  $m_{0,1}$  и  $m_{0,2}$ . Зенитные расстояния этих звезд в момент  $t_i$  равны  $z_{i,1}$  и  $z_{i,2}$ . Составляя разности наблюдаемых звездных величин

$$m(z_{i,1}) - m(z_{i,2}) = m_{0,1} - m_{0,2} + k(t_i)[M(z_{i,1}) - M(z_{i,2})] \quad (4. 35)$$

и обозначая

$$\begin{aligned} m(z_{i,1}) - m(z_{i,2}) &= \Delta m_i, \\ m_{0,1} - m_{0,2} &= \Delta m_0, \\ M(z_{i,1}) - M(z_{i,2}) &= \Delta M_i, \end{aligned} \quad (4. 36)$$

получим уравнение, аналогичное уравнению (4. 33):

$$\Delta m_i = \Delta m_0 + k(t_i) \Delta M_i. \quad (4. 37)$$

Если почему-либо невозможно добиться полной одновременности определений  $m(z_{i,1})$  и  $m(z_{i,2})$  в принятой относительной шкале звездных величин, то нужно по крайней мере добиться того, чтобы интервал времени между этими двумя определениями был возможно более малым. Уравнение (4. 37) вполне заменяет собой уравнение (4. 33). Для данной пары звезд с постоянным блеском  $\Delta m_0$  является постоянной величиной и для его определения может быть применена та же процедура, что и для определения  $m_0$  по первому способу. Вслед за тем по формуле (4. 37) находятся и величины  $k(t_i)$ .

От описанных двух способов несколько отличается способ определения мгновенных значений  $k$ , примененный при массовых фотоэлектрических наблюдениях В. Б. Никоновым и Е. К. Никоновой. Идея способа состоит в следующем. Представим себе, что в течение одной ночи мы производим определения при различных  $z$  звездной величины какой-либо звезды, которую мы будем называть стандартной звездой (индекс 1). Кроме этой звезды, наблюдаются еще другие звезды (индексы 2, 3, 4, ...). Перепишем уравнение (4. 15) в виде

$$k = \frac{m(z_i) - m_{0,i}}{M(z_i)}, \quad (4. 38)$$

где  $m_{0,i}$  — внеатмосферная величина  $i$ -й звезды ( $i=1, 2, 3, \dots$ ). По наблюдениям стандартной звезды методом бугеровской прямой определяется

предварительное значение ее внеатмосферной звездной величины  $m_{0,1}$ . Допустим, что  $m_{0,1}$  ошибочно на величину  $\Delta$ :

$$m'_{0,1} = m_{0,1} + \Delta. \quad (4.39)$$

Вычислив по уравнению (4.38) с подстановкой  $m'_{0,1}$  величины  $k'$ ,

$$k' = \frac{m_1(z_1) - m'_{0,1}}{M(z_1)} = \frac{m_1(z_1) - m_{0,1}}{M(z_1)} - \frac{\Delta}{M(z_1)} = k - \frac{\Delta}{M(z_1)}, \quad (4.40)$$

мы можем для другой наблюдавшейся звезды вычислить также внеатмосферное значение  $m'_{0,2}$  по следующей формуле:

$$m'_{0,2} = m_2(z_2) - k' M(z_2) = m_2(z_2) - k M(z_2) + \frac{M(z_2) \Delta}{M(z_1)} = m_{0,2} - \frac{M(z_2) \Delta}{M(z_1)}. \quad (4.41)$$

Очевидно, что, поскольку в формуле (4.41) уже учтено изменение прозрачности с течением времени, то двух наблюдений второй звезды достаточно для определения поправки  $\Delta$ . Величину  $\Delta$  можно также получить из ряда наблюдений звезд 2, 3, 4, . . . , решая получающиеся уравнения типа (4.41) по методу наименьших квадратов. Как только величина  $\Delta$  будет найдена, определение  $k$  для всех моментов наблюдений не представит затруднений.

**§ 128. Зависимость ослабления света от длины волны.** Земная атмосфера представляет собой неоднородную оптическую среду, в которой находятся частицы всех размеров (молекулы газов и более крупные частицы — аэрозоли). Если для упрощения задачи мы будем считать, что в атмосфере находятся частицы трех сортов: 1) молекулы, 2) мелкие пылевые частицы «в среднем» одинакового диаметра и 3) нейтрально-рассеивающие (для данного интервала длин волн) частицы, то приближенно оптическая толщина атмосферы  $\tau_{0,\lambda}$  может быть задана формулой

$$\tau_{0,\lambda} = \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda} dx = a\lambda^{-4} + b\lambda^{-\beta(\lambda)} + c, \quad (4.42)$$

где  $a$ ,  $b$  и  $c$  — некоторые постоянные. Первый член справа дает экстинкцию, вызванную рэлеевым рассеянием, второй — рассеянием мелкими частицами и третий член рассеянием крупными частицами. Разумеется, мы рассматриваем участки спектра, свободные от теллурических полос, и считаем, что главной причиной экстинкции в данной длине волны  $\lambda$  является рассеяние. На самом деле вместо второго члена в (4.42) следовало бы поставить интеграл, взятый от  $\alpha_{\lambda}$  для частиц с весовой функцией — функцией распределения частиц по их размерам («пылевой формулой»). Тем не менее применение даже такой упрощенной формулы, верной лишь для оптически тонкого слоя, на практике сталкивается с очень большими затруднениями.

Из всех исследований зависимости  $\tau_{0,\lambda}$  от длины волны наиболее обширным и однородным по методике наблюдений до сих пор может считаться исследование Аббота. Он определял коэффициенты прозрачности  $p_{\lambda}$  земной атмосферы при помощи весьма совершенного для начала XX в. прибора — *спектроболометра*. На основании большого числа наблюдений им были получены средние  $p_{\lambda}$  для трех станций, расположенных на различных высотах: Вашингтон, Маунт Вилсон и Маунт Уитней. Для характеристики атмосферной прозрачности в средней полосе европейской части СССР могут быть использованы определения зависимости  $p_{\lambda}$  от  $\lambda$ , выполненные фотографическим путем на кварцевых спектрографах Н. П. Лугиным (в 1933 г., Кучино под Москвой) и В. Н. Кучеровой (1945 г., Сортавала). Для характеристики

горной экстинкции в табл. XXXVII наряду с данными Лугина приведены результаты Е. А. Макаровой, полученные в 1958 г. на Высокогорной астрономической станции вблизи Алма-Аты (высота 3 км над уровнем моря). В этой же таблице мы приводим и расчетные данные из компиляции Аллена для «нормальной» атмосферы с весьма хорошей прозрачностью (на уровне моря). Расхождения в  $p_\lambda$ , определенных для различных дат (при различном характере масс воздуха) очень велики. В ультрафиолетовой части спектра ( $\lambda < 3500 \text{ \AA}$ ) они могут достигать 50% от величины  $p_\lambda$ . Для большинства обсерваторий, расположенных на небольшой высоте над уровнем моря, спектральная прозрачность атмосферы очень неустойчива и в большей степени зависит от метеорологических условий, чем от места наблюдения.

ТАБЛИЦА XXXVII

| Длина волны $\lambda$ , $\text{\AA}$ | Коэффициенты прозрачности атмосферы $p_\lambda$ |                            |                        | Длина волны $\lambda$ , $\text{\AA}$ | Коэффициенты прозрачности атмосферы $p_\lambda$ |                            |                        |
|--------------------------------------|-------------------------------------------------|----------------------------|------------------------|--------------------------------------|-------------------------------------------------|----------------------------|------------------------|
|                                      | по Лугину (Подмосковье)                         | по Макаровой (высота 3 км) | по Аллену (компиляция) |                                      | по Лугину (Подмосковье)                         | по Макаровой (высота 3 км) | по Аллену (компиляция) |
| 6900                                 | 0,80                                            | —                          | 0,90                   | 3400                                 | 0,46                                            | 0,58                       | 0,43                   |
| 6500                                 | 0,80                                            | 0,94                       | 0,88                   | 3300                                 | 0,41                                            | 0,53                       | —                      |
| 6000                                 | 0,78                                            | 0,91                       | 0,84                   | 3260                                 | 0,37                                            | 0,50                       | —                      |
| 5200                                 | 0,76                                            | 0,88                       | 0,81                   | 3200                                 | 0,32                                            | 0,43                       | 0,27                   |
| 4850                                 | 0,72                                            | 0,87                       | 0,78                   | 3100                                 | 0,22                                            | 0,27                       | —                      |
| 4360                                 | 0,68                                            | 0,81                       | 0,71                   | 3100                                 | 0,17                                            | —                          | —                      |
| 4000                                 | 0,61                                            | 0,76                       | 0,63                   | (озон)                               |                                                 |                            |                        |
| 3600                                 | 0,57                                            | 0,66                       | 0,51                   | 3085                                 | 0,13                                            | —                          | —                      |

Приведенные в табл. XXXVII значения  $p_\lambda$  быстро возрастают с увеличением длины волны. Ближе всего к рэлеевым значениям  $p_\lambda$  находятся данные Аббота для Маунт Уитней. На рис. 197 представлена зависимость  $\lg p_\lambda$

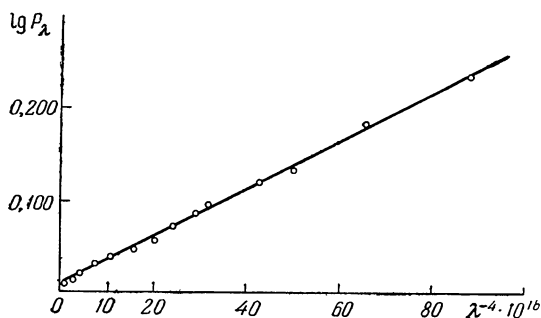


Рис. 197.

от  $\lambda^{-4}$  для этой станции. Мы видим, что для всего надежно промеренного интервала спектра от 3250 до 10000  $\text{\AA}$  эта зависимость хорошо представляется прямой линией, не проходящей, однако, через начало координат, как было бы в случае рэлеева рассеяния. В данном случае, так как  $\lg p_\lambda \sim \tau_{0,\lambda}$ , формула (4. 42) примет следующий вид:

$$\tau_{0,\lambda} = a\lambda^{-4} + c, \quad (4. 43)$$

где постоянная  $c$  может быть получена по точке пересечения пря-

мой с осью ординат. Эта величина оказывается равной 0,027 и представляет собой долю ослабления света, происходящую из-за рассеяния света крупными частицами. Даже на высоте 4 км она не обращается в нуль. Оставаясь в пределах земной атмосферы, мы никогда не сможем полностью избавиться от явления околосолнечного ореола, что важно иметь в виду при организации высокогорных солнечных станций. При этом следует учитывать и слой аэрозолей, создаваемый самими горами. На практике для достижения решающего уменьшения околосолнечного ореола обычно бывает достаточно подняться за пределы нижнего запыленного слоя, всего на 2 км над поверхностью Земли.

Поглощение и рассеяние света частицами водяного пара составляют заметную долю экстинкции. На основании многолетних спектрофотометри-

ческих наблюдений, производящихся на обсерватории Маунт Вилсон, Фоуль получил следующую зависимость коэффициента прозрачности от содержания в атмосфере водяного пара:

$$\lg p_{\lambda} = \lg p_{a,\lambda} + w \lg p_{w,\lambda}, \quad (4.44)$$

где  $p_{a,\lambda}$  — коэффициент прозрачности сухой атмосферы,  $p_{w,\lambda}$  — коэффициент прозрачности водяного пара, отнесенный к пути 1 см воды,  $w$  — количество водяного пара, выраженное в сантиметрах соответствующего столба воды («осажденная вода»), над 1 см<sup>2</sup> земной поверхности. Величины  $p_{a,\lambda}$  и  $p_{w,\lambda}$ , полученные для Маунт Вилсон и редуцированные к уровню океана, приведены в табл. XXXVIII.

ТАБЛИЦА XXXVIII

| $\lambda$ , мк | $p_{a,\lambda}$ | $p_{w,\lambda}$ | $\lambda$ , мк | $p_{a,\lambda}$ | $p_{w,\lambda}$ | $\lambda$ , мк | $p_{a,\lambda}$ | $p_{w,\lambda}$ | $\lambda$ , мк | $p_{a,\lambda}$ | $p_{w,\lambda}$ |
|----------------|-----------------|-----------------|----------------|-----------------|-----------------|----------------|-----------------|-----------------|----------------|-----------------|-----------------|
| 0,360          | 0,660           | 0,950           | 0,452          | 0,840           | 0,967           | 0,574          | 0,905           | 0,974           | 0,720          | 0,970           | 0,988           |
| 0,384          | 0,713           | 0,960           | 0,503          | 0,885           | 0,977           | 0,624          | 0,929           | 0,978           | 0,986          | 0,986           | 0,990           |
| 0,413          | 0,783           | 0,965           | 0,535          | 0,898           | 0,980           | 0,653          | 0,938           | 0,985           | 1,74           | 0,990           | 0,990           |

§ 129. Интегральное и гетерохромное излучение. До сих пор мы имели дело с монохроматическим излучением какой-либо фиксированной длины волны. В действительности же мы при фотографических, визуальных и фотоэлектрических измерениях лучистой энергии с фильтрами или без фильтров встречаемся с так называемым *гетерохромным излучением*, т. е. излучением, ограниченным некоторым интервалом длин волн. Лишь при радиометрических наблюдениях мы практически измеряем полный (интегральный) поток энергии.

Пусть в нашем распоряжении находится приемник света с относительной спектральной чувствительностью  $s(\lambda)$  и пределы спектрального интервала, воспринимаемого приемником, соответственно равны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ; тогда вместо формулы (4.8) мы можем написать:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \Phi_{\lambda}(z) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \Phi_{0,\lambda} e^{-\tau_{0,\lambda} M(z)} d\lambda \quad (4.45)$$

(спектральная прозрачность оптики инструмента должна быть учтена функцией  $s(\lambda)$ ). Уравнение (4.45) уже не представляет собой простой экспоненциальной зависимости величины потока от  $M(z)$ . Действительно, при различных  $M(z)$  распределение энергии в прошедшей сквозь толщу атмосферы радиации будет различным. Если, например,  $\tau_{0,\lambda}$  убывает с увеличением  $\lambda$ , что имеет место в действительности, то с ростом  $M(z)$  роль коротковолнового излучения в общем потоке будет быстро уменьшаться и поток будет становиться как бы все более и более «красным». Ослабление же потока, обладающего в среднем большей длиной волны, в связи с тем, что  $\tau_{0,\lambda}$  убывает с ростом  $\lambda$ , будет происходить замедленно. Поэтому эффективная прозрачность атмосферы растет с зенитным расстоянием светила. Ланглей совершенно строго доказал, что если считать излучение монохроматическим (относя его к некоторой эффективной длине волны) и производить определение  $\tau_{0,\lambda}$  (или  $p_{\lambda}$ ) по обычному способу (см. § 122),

то внеатмосферное значение  $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \Phi_{0,\lambda} d\lambda$  будет преуменьшено, а коэффициент

ослабления света занижен. Так как результат интегрирования правой части (4.45) зависит от заранее неизвестной функции  $\tau_{0,\lambda}$ , то визуальные (или фотографические) определения прозрачности для станций, расположенных на различной высоте над уровнем моря, принципиально не могут быть сравниваемы друг с другом и не вполне точно характеризуют истинную прозрачность атмосферы для высокогорных станций, где данное явление, которое мы будем называть *эффектом селективности* (или эффектом Форбса), сказывается особенно сильно.

Для визуальных наблюдений эффект селективности практически отсутствует. Так, Вильзинг, подставив в формулу (4.45) значения  $s(\lambda)$ , типичные для спектральной чувствительности глаза, и используя для вывода  $\Phi_\lambda(z)$  и  $\Phi_{0,\lambda}$  спектрофотометрические наблюдения Мюллера, пришел к выводу, что визуальный коэффициент прозрачности, полученный Мюллером для Потсдама ( $p=0,835$ ), ошибочен всего на 0,025 и составляет  $p=0,810$ . Факты, подтверждающие рост эффективной прозрачности с ростом  $M(z)$ , были обнаружены многими исследователями. По многолетним актинометрическим наблюдениям Н. Н. Калитина в Павловске В. Г. Фесенков и Е. В. Пясковская изучили эффект селективности для широкого интервала спектра. Их теоретические выводы находятся в хорошем согласии с наблюдениями. Н. Н. Сытинская вновь рассмотрела эффект селективности и показала, что если для визуального участка спектра для учета ослабления света может применяться обычная формула

$$m(z) - m_0 = k_v M(z), \quad (4.46)$$

где индекс  $v$  означает принадлежность к визуальным лучам, то для фотографического участка спектра, где  $k_\lambda$  сильнее изменяется с  $\lambda$ , мы должны пользоваться четырехчленной формулой следующего вида:

$$m(z) - m_0 = k_{ph} M(z) + k'_{ph} [M(z)]^2 + k''_{ph} [M(z)]^3. \quad (4.47)$$

Аналогичные расчеты, производившиеся В. Б. Никоновым для желтых и синих лучей (при работе с фильтрами и сурьмяно-цезиевым фотоэлементом) подтверждают выводы Н. Н. Сытинской. Для желтых лучей эффект селективности практически отсутствует, а в синих лучах он уже заметен.

Очевидно, что эффект селективности сказывается различным образом при наблюдениях звезд различных цветов (или различных спектральных классов). Вместе с тем и сам фактор  $k$  для красных звезд, естественно, должен быть меньшим, чем для белых. Это произойдет ввиду наличия в формуле (4.45) весового множителя  $\Phi_{0,\lambda}$ . Если преобладают красные лучи, то для них средний фактор ослабления будет меньше, чем для белого источника света (в силу убывания  $k_\lambda$  с ростом  $\lambda$ ); если же преобладают синие лучи, для которых  $k_\lambda$  значительно больше, чем для красных, то и среднее  $k$  в этом случае будет большим, чем для красного источника света. Н. Н. Сытинская, используя для учета зависимости  $p_\lambda$  от  $\lambda$  наблюдения Аббота и Фоули для Вашингтона, вычислила значения  $k$  для фотографических и для визуальных наблюдений звезд спектральных классов В, А, F, G, K, М (табл. XXXIX), а также

ТАБЛИЦА XXXIX

| Спектральный класс | $k_v$ | $k_{ph}$ | Спектральный класс | $k_v$ | $k_{ph}$ |
|--------------------|-------|----------|--------------------|-------|----------|
| В                  | 0,335 | 0,715    | G                  | 0,332 | 0,587    |
| A                  | 0,335 | 0,670    | K                  | 0,330 | 0,550    |
| F                  | 0,335 | 0,630    | M                  | 0,325 | 0,510    |



ТАБЛИЦА XL

| Спектральный класс | $M(z)$ |       |       |       |       |       |
|--------------------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                    | 0—1    | 1—2   | 2—3   | 3—4   | 4—5   | 5—6   |
| B0                 | 0,518  | 0,548 | 0,571 | 0,588 | 0,592 | 0,594 |
| A0                 | 0,540  | 0,566 | 0,582 | 0,596 | 0,603 | 0,606 |
| F0                 | 0,560  | 0,583 | 0,595 | 0,608 | 0,614 | 0,618 |
| G0                 | 0,582  | 0,598 | 0,609 | 0,618 | 0,625 | 0,630 |
| K0                 | 0,603  | 0,614 | 0,622 | 0,629 | 0,636 | 0,640 |
| M0                 | 0,625  | 0,632 | 0,637 | 0,642 | 0,647 | 0,650 |

и значения  $p$  для фотографических наблюдений, получающиеся для различных  $M(z)$  (табл. XL).

Данные табл. XXXIV наглядно иллюстрируют значение селективности:  $k_v$  и  $k_{ph}$  в этой таблице представляют собой величину ослабления света в зените. Чтобы оценить порядок коэффициентов  $k'_{ph}$  и  $k''_{ph}$  в формуле (4. 47), Н. Н. Сытинская вычислила, на основании тех же данных, также значения  $k_{ph}$ ,  $k'_{ph}$  и  $k''_{ph}$  (табл. XLI).

ТАБЛИЦА XLI

|            | Спектральный класс |         |         |         |         |          |
|------------|--------------------|---------|---------|---------|---------|----------|
|            | B                  | A       | F       | G       | K       | M        |
| $k_{ph}$   | 0,752              | 0,695   | 0,654   | 0,605   | 0,560   | 0,516    |
| $k'_{ph}$  | 0,00300            | 0,00150 | 0,00175 | 0,00182 | 0,00025 | 0,00025  |
| $k''_{ph}$ | —0,0405            | —0,0265 | —0,0255 | —0,0225 | —0,0100 | —0,00650 |

Данные Н. Н. Сытинской носят в основном иллюстративный характер и не могут быть использованы для мест с иной спектральной прозрачностью атмосферы, чем для Вашингтона. Поэтому в тех случаях, когда наблюдатель стремится к высокой точности, он должен начать свою работу с изучения спектральной прозрачности атмосферы в месте наблюдения. После этого путем численного интегрирования по формуле (4. 45) он может вычислить зависимость звездной величины (или яркости) того или иного светила от зенитного расстояния и представить эту зависимость в виде интерполяционной формулы (4. 47). В том случае, когда наблюдения не претендуют на большую точность (допускаются ошибки в  $\pm 0,^m1$ ) и, кроме того, наблюдения ведутся при  $z < 60^\circ$ , мы можем вообще не считаться с эффектом селективности и оперировать с некоторым средним коэффициентом прозрачности (или фактором  $k$ ).

Однако в настоящее время мы знаем, что спектральная прозрачность сильно изменяется изо дня в день, и поэтому часто для данного места наблюдения мы не можем найти более или менее однозначной зависимости  $p_\lambda$  от  $\lambda$ . Лишь для мест с устойчивой прозрачностью эта зависимость может считаться установленной. Во всех случаях следует предостеречь наблюдателя от попыток использования данных, полученных для другого места наблюдения, и рекомендовать ему самостоятельно определить нужные ему  $p_\lambda$  или хотя бы средние значения  $p$  или  $k$  применительно к наблюдаемым объектам (в зависимости от их цвета).

§ 130. Техника учета атмосферного ослабления света. В заключение этой главы мы рассмотрим те приемы, которые применяются на практике при освобождении результатов фотометрических измерений яркостей или звездных величин светил от эффекта атмосферного ослабления света. Очень часто, для того чтобы автоматически исключить эффект ослабления света, наблюдают светила, блеск (или яркость) которых подлежит фотометрическому сравнению, на одинаковых зенитных расстояниях. Так как при сравнении определяют отношения блеска или яркости светил, то естественно, что если ослабление света для обоих светил одинаково, то эффект ослабления не войдет в результат измерений. Условие равенства зенитных расстояний может выполняться грубо приближенно при малых зенитных расстояниях и значительно точнее — при больших. Так, если мы зададимся точностью измерений в  $0,^m01$ , то при  $z \approx 15^\circ$  мы можем, без учета эффекта ослабления света, сравнивать объекты с разностью  $z$  в  $3^\circ$ ; при  $z \approx 30^\circ$  эта разность будет составлять уже  $1^\circ$ , а при  $z \approx 70^\circ$  всего  $7-8'$ . Что касается различия в спектральном классе звезд, то при той же точности наблюдений оно не должно превышать величины одного спектрального класса. При фотометрии различных участков одного и того же протяженного объекта (Солнце, Луна, планеты, туманности) оба условия обычно соблюдаются почти идеально (за исключением очень больших  $z$ ). Поэтому в работах этого рода почти никогда не приходится иметь дело с учетом атмосферного ослабления света. Такие наблюдения должны производиться практически одновременно, чтобы не успел сказаться эффект изменения прозрачности атмосферы.

Однако очень часто приходится производить фотометрические сравнения объектов в разное время (иногда с интервалом в несколько суток). Это бывает особенно необходимо при наблюдениях редких явлений, как, например, полных солнечных затмений, вспышек новых звезд, при появлении ярких комет и т. п. И здесь наблюдатели часто пытаются выбрать объект сравнения на том же зенитном расстоянии, на котором наблюдался изучаемый объект. Пусть фактор ослабления в момент наблюдения фотометрируемого объекта равен  $k_1$ , а в момент наблюдения объекта сравнения  $k_2$ . Если светила наблюдались при одном и том же  $z$  (или  $M$ ), то для разности внеатмосферных звездных величин обоих объектов мы будем иметь следующее выражение:

$$m_{0,1} - m_{0,2} = m_1 - m_2 - M(k_1 - k_2). \quad (4.48)$$

Для яркостей ( $B$ ) формула (4.48) примет вид

$$\lg \frac{B_{0,1}}{B_{0,2}} = \lg \frac{B_1}{B_2} - M \lg \frac{p_1}{p_2}. \quad (4.49)$$

Здесь индексы 1 и 2 соответствуют наблюдениям первого и второго светила (фотометрируемого и объекта сравнения). При разных зенитных расстояниях формулы (4.48) и (4.49) переписутся в виде

$$m_{0,1} - m_{0,2} = m_1 - m_2 - (M_1 k_1 - M_2 k_2), \quad (4.50)$$

$$\lg \frac{B_{0,1}}{B_{0,2}} = \lg \frac{B_1}{B_2} - (M_1 \lg p_1 - M_2 \lg p_2). \quad (4.51)$$

Очевидно, что в последнем случае ошибки в определениях  $k_1$ ,  $k_2$  (или  $p_1$ ,  $p_2$ ) меньше всего скажутся на результатах наблюдений при малых зенитных расстояниях светила. Поэтому в тех случаях, когда наблюдение фотометрируемого светила происходило при большом  $z$ , выгоднее наблюдать объект сравнения при малом  $z$  (а не при том же  $z$ ), если нет уверенности в постоянстве прозрачности атмосферы. В тех случаях, когда сравниваются объекты разных цветов, при одном и том же  $M$  мы будем иметь разные  $k$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аллен К. У., *Астрофизические величины*, «Мир», 1960.
2. Крат В. А., *Изв. ГАО* № 135, 1946.
3. Кучерова В. Н., *Изв. ГАО*, № 142, 1949.
4. Лифшиц Г. Ш., *Рассеяние света в атмосфере*. Изд-во АН Каз.ССР, Алма-Ата, 1965.
5. Лугин Н. П., *Журн. геофиз.* 5, 58, 1935.
6. Никонов В. Б., *Бюлл. Астр. ин-та* № 25, 1930.
7. Никонов В. Б., *ДАН СССР* 45, 151, 1951.
8. Пясковская-Фесенкова Е. В., *Исследование рассеяния света в земной атмосфере*. Изд-во АН СССР, М., 1957.
9. Соболев В. В., *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, Гостехиздат, 1956.
10. Сытинская Н. Н., *АЖ* 21, 230, 1944.
11. Сытинская Н. Н., *Абсолютная фотометрия протяженных небесных объектов*. Изд-во ЛГУ, 1948.
12. Шаров А. С., Архипова В. П., *Сообщ. ГАИШ* № 130, 1964.
13. Шулейкин В., *Журн. геофиз.* 3, 145, 1933.
14. Abbot C. G., *ApJ* 34, 203, 1911.
15. Bemporad A., *Mitt. Sternw. Heidelberg (Astr. Inst.)* 4, 1904.
16. Fowle F. E., *ApJ* 35, 149, 1912; 37, 359, 1913; 42, 394, 1915.

## ГЛАВА XXIV

### ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ АСТРОФОТОМЕТРИЯ

§ 131. Фотонные потоки от звезд. Приступая к рассмотрению техники фотоэлектрической астрофотометрии, необходимо составить представление о тех фотонных потоках, с которыми приходится иметь здесь дело. Для прикидки фотонных потоков от звезд обратимся к рис. 198, на котором даны логарифмы спектральной плотности фотонной освещенности  $n(\lambda, 0)$  — числа фотонов, падающих за 1 сек на 1 см<sup>2</sup> в интервале 1 Å для данной длины

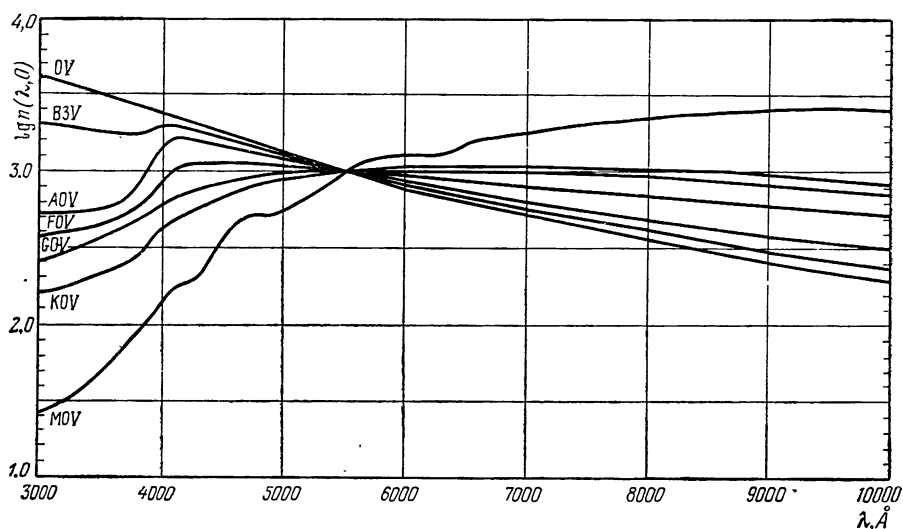


Рис. 198.

волны  $\lambda$  за пределами земной атмосферы и для звезд различных спектральных классов. Приведенные средние кривые сглажены и нормированы для длины волны  $\lambda_0 = 5560$  Å и для звезд, имеющих блеск  $0^m$  в фотометрической системе  $V$  (см. § 146). Согласно А. Д. Коду значение нормирующего множителя  $n(5560, 0)$  можно принять равным 1000 фотонов/см<sup>2</sup>·сек·Å. Ввиду близости эффективной длины волны системы  $V$ , равной 5500 Å и  $\lambda_0 = 5560$  Å, значение логарифма спектральной плотности фотонной освещенности  $\lg n(\lambda, 0)$ , найденное по рис. 198 для определенной длины волны и спектрального класса, можно пересчитать с достаточной точностью для звезды с внеатмосферной величиной  $V$  по очевидной формуле

$$\lg n(\lambda, V) = \lg n(\lambda, 0) - 0,4 V. \quad (4.52)$$

Зная  $n(\lambda, V)$ , нетрудно оценить поток фотоэлектронов, который будет воз-

никать при применении той или иной электрофотометрической аппаратуры. Обозначая эффективную площадь входного зрачка телескопа  $S$ , вносимые аппаратурой оптические потери  $o(\lambda)$ , спектральную прозрачность применяемого светофильтра  $f(\lambda)$  и квантовый выход фотоумножителя  $\kappa(\lambda)$ , будем иметь для результирующего потока фотоэлектронов:

$$N = S \int o(\lambda) f(\lambda) \kappa(\lambda) n(\lambda, V) d\lambda. \quad (4.53)$$

Для узких спектральных интервалов и самых приближенных оценок можно воспользоваться простейшей формулой:

$$N = S \bar{o} \bar{\kappa} \overline{n(\lambda, V)} \Delta\lambda_e, \quad (4.54)$$

где  $\bar{o}$ ,  $\bar{\kappa}$ ,  $\overline{n(\lambda, V)}$  — средние значения оптических потерь, квантового выхода и фотонной освещенности, а  $\Delta\lambda_e$  — эквивалентная ширина пропускания светофильтра:

$$\Delta\lambda_e = \int f(\lambda) d(\lambda). \quad (4.55)$$

В § 31 указывалось на большую роль фона неба при наблюдении слабейших объектов. Яркость ночного неба меняется в широких пределах; она зависит как от собственно свечения ночного неба, так и от рассеянного света Луны и подсветки земными источниками. Свечение ночного неба складывается из люминесценции земной атмосферы, как в непрерывном спектре, так и в эмиссионных линиях и полосах, и из зодиакального света и свечения межзвездного вещества. Существенный вклад вносят и слабейшие звезды. Эта последняя составляющая имеет, естественно, неоднородную поверхностную структуру, что может сказаться при наблюдении слабейших звезд и использовании очень малых диафрагм поля в электрофотометре. Свечение земной атмосферы очень непостоянно. Оно может меняться от часа к часу на 10—15%, показывая иногда и значительно более быстрые колебания. На него влияет также и солнечная активность: в периоды ее максимума яркость ночного неба существенно возрастает.

Яркость неба зависит от зенитного расстояния, возрастая к горизонту; она увеличивается примерно в 1,5—2 раза при переходе от зенита к высоте 15°. В качестве самой приближенной оценки яркости фона неба для безлунной ночи можно принять значение 21,<sup>m</sup>5 с квадратной секунды дуги. В лунную ночь яркость фона повышается для первой и последней четверти примерно до 20,<sup>m</sup>5 и в полнолуние до 19,<sup>m</sup>0. При этом яркость фона очень сильно зависит от состояния атмосферы и, конечно, от углового расстояния до Луны. Столь же ориентировочная оценка яркости дневного неба составляет около 4<sup>m</sup> с квадратной секунды дуги.

**§ 132. Блок-схема простейшего звездного электрофотометра.** В астрономической электрофотометрии ставится задача измерения излучения небесных объектов в некоторых избранных спектральных областях, определяемых подлежащей решению конкретной проблемой. В ряде случаев наблюдения желательно вести одновременно в нескольких спектральных областях, а иногда для повышения точности измерений осуществлять одновременное сравнение блеска двух объектов, например, переменной звезды и ее звезды сравнения, или вести учет фона неба одновременно с наблюдением звезды. Это приводит к большому разнообразию конструкций электрофотометров. В том случае, когда ведутся одновременные наблюдения в нескольких

спектральных областях или сравниваются два объекта, приходится применять соответствующее число фотоумножителей со своими каналами измерения. Такие электрофотометры называются *многоканальными*. Все они основываются на схеме простейшего одноканального электрофотометра, в котором при помощи одного фотоумножителя ведутся последовательные наблюдения различных спектральных областей, объектов и фона неба. Поэтому рассмотрение аппаратуры астрономической электрофотометрии мы и начнем с *одноканального электрофотометра*.

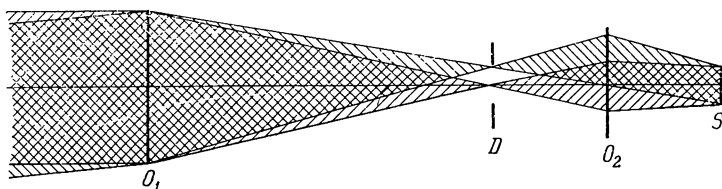


Рис. 199.

В любом звездном электрофотометре применяется оптическая схема Фабри, в которой на катод фотоумножителя проектируется изображение входного зрачка телескопа. На рис. 199 обозначены  $O_1$  — входной зрачок телескопа его объектов или главное зеркало,  $D$  — диафрагма, ограничивающая поле зрения фотометра,  $O_2$  — линза Фабри, проектирующая  $O_1$  на фотокатод  $S$  фотоумножителя. Как видно из хода лучей, каждая точка поля фотометра как бы размазывается на весь выходной зрачок. В результате, независимо от положения звезды в диафрагме или фотометрической струк-

туры протяженного объекта, всегда освещается одна и та же часть фотокатода, что очень важно ввиду неравномерности поверхности чувствительности фотокатодов. Схема Фабри позволяет сравнивать световые потоки от звезд и протяженных объектов, обеспечивая для последних надежную фотометрическую калибровку.

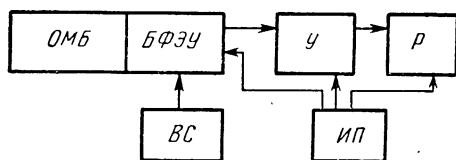


Рис. 200.

Однако из-за мерцания звезд освещенность входного зрачка телескопа никогда не бывает равномерной. Она испытывает быстрые флуктуации (эффект бегущих теней) и вся эта картина полностью отображается на фотокатоде. Из-за флуктуаций освещенности и из-за неравномерной чувствительности фотокатода, естественно, возникают и флуктуации фототока. Но поскольку флуктуации освещенности, обусловленные мерцанием, имеют чисто случайный характер, они осредняются при наблюдениях и не вносят в измерения никаких систематических ошибок. Эффект мерцания сказывается тем меньше, чем больше диаметр входного зрачка телескопа, а его относительное значение не зависит от блеска звезд.

Блок-схема одноканального электрофотометра включает следующие элементы (рис. 200): 1) оптико-механический блок (ОМБ), в который входят диафрагма поля, выделяющая наблюдаемый участок неба, устройство для проверки положения наблюдаемого объекта в этой диафрагме, сменные светофильтры и фотометрический стандарт; 2) блок фотоумножителя (БФЭУ), который включает обычно линзу Фабри, фотоумножитель, а также предусилитель; 3) измерительная часть электрофотометра, которая состоит из основного усилителя (У) и регистрирующей аппаратуры (Р); 4) высоко-

стабилизированные источники питания для фотумножителя ( $BC$ ) и остальной аппаратуры ( $ИП$ ).

Наблюдение звезды при помощи одноканального электрофотометра состоит обычно из измерений фона неба через все применяемые светофильтры, затем звезды+фон в обратной последовательности фильтров и повторение всех этих измерений в обратном порядке. Так, например, последовательность наблюдений звезды в трех фильтрах ( $U$ ,  $B$  и  $V$ ) будет следующей:

фон:  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ; звезда+фон:  $V$ ,  $B$ ,  $U$ ,  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ; фон:  $V$ ,  $B$ ,  $U$ .

Такая симметричная схема позволяет легко интерполировать значение фона для каждого отсчета на звезде+фон и относить все измерения к единому среднему моменту наблюдения.

**§ 133. Источники постоянного свечения (фотометрические стандарты).** Применение фотометрического стандарта с высоким постоянством свечения имеет очень важное значение в работах по фундаментальной звездной фотометрии — при определении внеатмосферных величин звезд. Оно служит для учета изменений чувствительности электрофотометра, которые могут происходить от ряда причин: изменения напряжения на фотумножителе и чувствительности измерительной аппаратуры, влияния магнитных полей на фотумножитель и т. д. Лишь при чисто дифференциальных измерениях применение стандарта не является необходимым. При наличии фотометрического стандарта наблюдаемая инструментальная звездная величина  $m$  определяется так:

$$m = -2,5 \lg \frac{n}{n_s}, \quad (4.56)$$

где  $n$  и  $n_s$  — отсчеты измерительной аппаратуры соответственно для звезды и для фотометрического стандарта. Поскольку при изменениях чувствительности прибора в одинаковой степени меняются отсчеты  $n$  и  $n_s$ , то значение  $m$  остается неизменным.

Основные требования к фотометрическому стандарту таковы: максимальная стабильность излучения, как на протяжении кратковременных, так и длительных сроков; небольшая, строго учитываемая зависимость свечения от температуры. Желательно также, чтобы распределение энергии в спектре излучения стандарта приближалось к распределению энергии в спектрах звезд средних спектральных классов и охватывало весь диапазон спектральной чувствительности применяемого фотумножителя. В настоящее время в качестве фотометрических стандартов применяются лампы накаливания, люминофоры постоянного действия и излучатели, основанные на эффекте Черенкова.

Для текущего контроля чувствительности электрофотометрической аппаратуры ламповые стандарты практически непригодны, поскольку излучение ламп накаливания в сильнейшей степени зависит от их накала и требует достаточно сложной аппаратуры для его поддержания с необходимой точностью. Далее, распределение энергии в спектре ламп накаливания значительно отличается от распределения энергии в спектрах большинства звезд — лампы накаливания практически не излучают в области  $3000 \text{ \AA}$ . Кроме того, они подвержены и существенному эффекту старения. Поэтому лампы накаливания могут применяться лишь в некоторых случаях, в основном для лабораторного контроля постоянства излучения фотометрических стандартов другого типа.

Наиболее широкое распространение как фотометрические стандарты получили люминофоры постоянного действия, называемые также радио-

люминесцентными излучателями (РЛИ). В них свечение кристаллического люминофора возбуждается тем или иным радиоактивным веществом. Существуют два типа люминофоров постоянного действия — основанные на  $\alpha$ - и  $\beta$ -распаде. Первые обычно возбуждаются радиоактивным изотопом углерода  $C^{14}$ , а вторые — стронцием-90. Периоды полураспада этих возбуждителей составляют 5,6 года и 25 лет соответственно. Но реальная долговременная стабильность люминофоров определяется постепенным изменением их свойств под действием возбуждающего излучения. В хороших люминофорах падение эмиссии составляет около 3% в год. Но в отдельных дефектных экземплярах оно может оказаться на порядок больше, а кроме того, и протекать нерегулярно. Контроль за постепенными изменениями эмиссии люминофора может осуществляться как путем сравнения с лабораторными источниками — системой ламповых эталонов или черенковским стандартом, так и путем наблюдения звезд, — определяя их инструментальные вне-

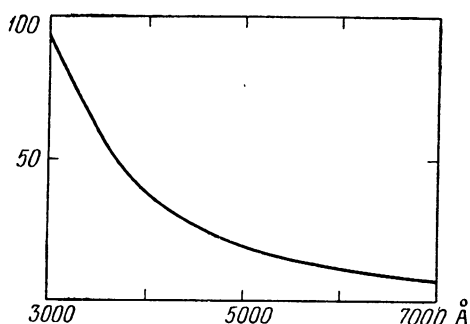


Рис. 201.

атмосферные величины, привязанные к данному люминофору. Вещество люминофора желательно герметизировать, чтобы защитить его от воздействия влаги и проникновения вредных газов. Люминофоры необходимо также оберегать от сильных световых воздействий. Во время работы и за несколько часов до ее начала люминофор должен находиться в полной темноте.

Спектральное распределение свечения люминофора зависит от применяемого вещества и может подбираться в самых широких пределах от ультрафиолетовой и до инфракрасной части спектра. Люминофоры постоянного действия

показывают некоторую зависимость спектральной излучательной способности от температуры. Интегральный эффект температурной зависимости фотометрического стандарта целесообразно изучать в сочетании с применяемым фотоумножителем. У хороших люминофоров он меньше 0,1% на градус. Но наиболее целесообразным является термостатирование люминофора с точностью порядка  $\pm 1^\circ$ . Соответствующую схему разработали П. Кутузов и К. Менч.

При выборе люминофора следует учитывать возможность внесения им некоторых помех в фотоумножитель. В этом отношении люминофоры, основанные на  $\alpha$ -распаде, предпочтительнее использующих  $\beta$ -распад, так как излучения, возникающие в последних, обладают большей проникающей способностью.

Фотометрические стандарты, основанные на эффекте Черенкова, представляют несомненный интерес. Напомним, что черенковское излучение возникает в среде, в которой скорость движения  $\beta$ -частиц превышает скорость распространения в ней света; их энергия должна быть не меньше 250 кэв. Оно практически не зависит от температуры, поскольку последняя лишь незначительно изменяет показатель преломления среды, а следовательно, и скорость распространения в ней света. Интенсивность черенковского излучения может быть точно рассчитана, если известны параметры возбудителя и среды. В этом смысле черенковский фотометрический стандарт может рассматриваться и как абсолютный. Распределение энергии в спектре черенковского излучения (рис. 201) показывает возрастание излучения с уменьшением длины волны, что весьма благоприятно при наблюдении звезд ранних спектральных классов.



При создании черенковского стандарта очень важен правильный выбор среды. В ней не должны возникать никакие побочные эффекты — люминесценция и т. п., а ее прозрачность не должна меняться под действием потока частиц и возникающего тормозного  $\gamma$ -излучения. Этим условиям удовлетворяют некоторые виды пластмасс, а также синтетический кварц типа супрасил. При конструировании черенковского фотометрического стандарта необходимо предусмотреть, чтобы все  $\beta$ -излучение поглощалось внутри него. Необходимо также обеспечить эффективное поглощение соответствующими экранами тормозного рентгеновского излучения. Поскольку возбудителем в рассматриваемых стандартах является обычно стронций-90, а создание необходимой интенсивности световых потоков требует применения отнюдь не пренебрежимо малых количеств возбудителя, обращение с таким стандартом требует соблюдения всех необходимых предосторожностей. А это, естественно, влечет за собой определенные трудности в эксплуатации. Поэтому хотя черенковские фотометрические стандарты начинают применяться и при непосредственных наблюдениях на электрофотометрах (Пейтреманном в Женевской, а Де-Фрисом в Южной европейской обсерваториях), их главное применение будет, по-видимому, ограничиваться ролью основных стандартов для лабораторного контроля стандартов (РЛИ), устанавливаемых непосредственно в наблюдательной аппаратуре.

**§ 134. Светофильтры.** В настоящее время в фотоэлектрической астрофотометрии широко применяются как стеклянные, так и интерференционные светофильтры. Стеклянные светофильтры выпускаются нашей промышленностью в весьма широком ассортименте, и отсекание коротковолновой части спектра при помощи их не представляет каких-либо трудностей. Иначе обстоит дело с отсечением длинноволновой части. Кроме того, фильтры, имеющие колоколообразную форму кривой спектральной прозрачности, как правило, обладают дополнительным длинноволновым пропусканием, весьма часто лежащим еще в области спектральной чувствительности фотумножителя. Это создает эффект дополнительной красной чувствительности — так называемую *красную утечку*, по-английски «red leak». Для ее устранения весьма эффективны светофильтры СЗС-21 и СЗС-20. К сожалению, они имеют недостаточную прозрачность в ультрафиолетовой области спектра. Поэтому в некоторых случаях целесообразно прибегать к твердым светофильтрам из медного купороса, разработанным Вамплером и Папиашвили. Стеклянные фильтры обладают также существенным недостатком, на который астрономы обратили внимание лишь недавно: это — наличие у некоторых типов цветных стекол существенной зависимости спектральной прозрачности от температуры. Поэтому весьма целесообразно термостатировать и светофильтры в электрофотометрах с точностью  $\pm 1^\circ$ .

Интерференционные светофильтры по сравнению со стеклянными имеют и преимущества и недостатки. К их преимуществам относятся: возможность изготовить светофильтр, центрированный на любую длину волны от крайней ультрафиолетовой и до инфракрасной области спектра; почти на порядок меньшая зависимость от температуры; хорошая прозрачность — современные диэлектрические многослойные фильтры имеют пропускание в максимуме до 60 % и больше; возможность выделения узких полос — их полуширины могут иметь значения от 200 до нескольких ангстрем. К недостаткам интерференционных светофильтров относится часто наблюдаемое изменение их спектральной прозрачности со временем, наиболее быстро протекающее сразу после изготовления фильтра. Однако применение правильной технологии позволяет изготавливать очень стабильные светофильтры, практически свободные от эффекта старения. Другим недостатком интерференционных светофильтров является зависимость их спектральной про-

зрачности от апертуры проходящего светового пучка и от наклона фильтра в пучке. Чем больше апертура пучка, тем шире становится полоса пропускания, асимметрично расширяясь в область коротких волн. Величина этого эффекта зависит от материала диэлектрика; обычно он начинает сказываться при апертурах больше  $1/8$ . При наклоне фильтра также наблюдается смещение полосы пропускания в область коротких волн. Этим можно иногда воспользоваться для точной центровки максимума пропускания светофильтра на заданную длину волны.

Весьма перспективным представляется применение в астрофотометрии интерференционных светоделительных светофильтров, обеспечивающих очень крутую отсечку либо длинноволновой, либо коротковолновой области спектра. Комбинируя два таких светофильтра или два светоделительных слоя в одном фильтре, можно получить фильтры с П-образной кривой и нужной шириной полосы пропускания, центрированные на соответствующую спектральную область. Пропускание таких комбинированных фильтров может быть весьма значительным (более 80%).

**§ 135. Оптико-механический блок.** Рассмотрим последовательно отдельные элементы оптико-механического блока одноканального звездного электрофотометра, схематически представленные на рис. 202. Оптическое устройство, устанавливаемое перед диафрагмой поля фотометра, может осуществляться в нескольких вариантах в зависимости от возлагаемых на него функций. В простейшем виде оно служит лишь для осмотра достаточно большого

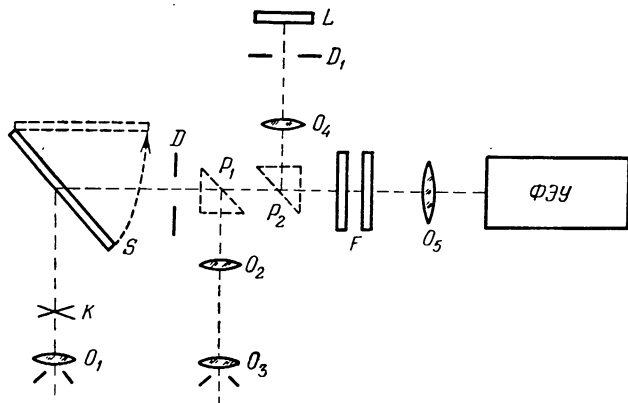


Рис. 202.

поля с целью отождествления нужной звезды и введения ее в рабочую диафрагму. В этом случае устройство состоит из откидного зеркала  $S$  и слабого широкоугольного окуляра  $O_1$ , позволяющего обозревать достаточно большое поле. Окуляр имеет освещенный крест нитей  $K$ , который центрируется так, чтобы звезда, приведенная на его перекрестье, после откидывания зеркала оказывалась в центре диафрагмы поля фотометра. Другой вариант устройства, называемый иногда *оффсетом*, позволяет вводить в рабочую диафрагму любой объект — звезду или определенную структуру протяженной туманности, — даже невидимый для глаза. Для этого используется одна из соседних звезд. В рассматриваемом устройстве диагональное зеркало имеет центральное эллиптическое отверстие, пропускающее свет объекта к диафрагме поля. Окуляр  $O_1$  устанавливается на каретке, позволяющей перемещать его по двум направлениям, соответствующим экваториальным координатам  $\alpha$  и  $\delta$ . Для введения нужного объекта в диафрагму поля окуляр  $O_1$  смещается по точным линейкам на разность координат объекта и вспо-

могательной звезды (лежащей, конечно, вне отверстия в зеркале). Наведя теперь эту звезду на крест смещенного окуляра, мы можем быть уверены, что интересующий нас объект находится в центре диафрагмы поля. Вспомогательная звезда может служить и для гидирования в процессе наблюдения. Для совмещения положения креста нитей  $K$  с рабочей диафрагмой и для наведения непосредственно по наблюдаемому объекту необходимо либо иметь дополнительное откидное зеркало, заполняющее эллиптическое отверстие в зеркале  $S$ , либо перемещать параллельно все зеркало  $S$  в направлении малой полуоси эллиптического выреза.

Диафрагм поля  $D$  бывает обычно несколько. Удобно, когда их размеры увеличиваются в отношении  $1,5 : 1$ . Для максимального уменьшения эффекта фона неба желательно максимально уменьшить и диафрагму поля. Предел этому ставится, с одной стороны, размерами турбулентного диска звезды, а с другой, — точностью ведения телескопа. Практическим пределом размера диафрагмы в электрофотометре обычного типа является ее диаметр, равный  $5''$ , что соответствует площади около 20 кв. секунд дуги. Для такой диафрагмы эффект от безлунного фона неба будет соответствовать звезде  $18^m - 17,5^m$ .

Процесс наблюдения на одноканальном электрофотометре состоит в очередном наведении его на звезду (+ фон) и на соседний участок фона, что чревато большими потерями времени, связанными со смещением телескопа и повторной центровкой звезды в диафрагме поля. В связи с этим появилась тенденция использовать для наблюдения фона либо «прыгающую» диафрагму поля, выделяющую попеременно то звезду, то соседний с ней участок фона, либо специальные диафрагмы-спутники, симметрично расположенные по отношению к основной диафрагме. В последнем случае процесс перехода от звезды к фону состоит в поочередном открывании и закрывании диафрагм специальным затвором. Общая площадь диафрагм-спутников может быть большей, чем площадь рабочей диафрагмы, что позволяет сократить время наблюдения фона.

О контрольном микроскопе  $O_2O_3$  с выдвижной призмой  $P_1$ , предназначенном для проверки положения звезды в диафрагме поля, много говорить не приходится. Весьма существенно чтобы при его введении включалась подсветка краев диафрагмы поля (а также и диафрагм-спутников), которая должна немедленно гаситься при начале выдвижения призмы  $P_1$ . Это необходимо во избежание засветки фотоумножителя ФЭУ.

Оптика фотометрического стандарта  $L$  должна обеспечивать освещение им той же части фотокатода, что и освещаемая зрачком выхода основной оптической системы (обычный размер выходного зрачка  $3-6$  мм). Желательно, чтобы и апертуры обеих оптических систем были по возможности близки. Соблюдение этих условий исключает возможность возникновения систематических ошибок при сравнении световых потоков от звезды и от фотометрического стандарта. Изображение диафрагмы  $D_1$ , освещаемой стандартом, строится на фотокатоде ФЭУ при помощи выдвижной призмы  $P_2$  и линз  $O_4$  и  $O_5$ . Для обеспечения воспроизводимости условий проецирования призма  $P_2$  должна перемещаться в направлении, перпендикулярном к плоскости рисунка. Совмещение на фотокатоде изображения диафрагмы  $D_1$  и выходного зрачка основной оптической системы осуществляется посредством юстировки узла, состоящего из этой диафрагмы и фотометрического стандарта  $L$ .

Светофильтры  $F$  устанавливаются обычно на одном или двух вращающихся дисках, в каждом из которых оставляется по одному свободному отверстию. Расстояние фильтров от фокальной плоскости (диафрагм поля) должно быть таким, чтобы внефокальное изображение звезды в плоскости фильтра было достаточно большим (не менее  $5$  мм). Тогда при любом

положении звезды в диафрагме будет работать практически одна и та же часть светофильтра, а отдельные осевшие на нем пылинки не будут оказывать вредного влияния. Конструкция узла фильтров должна предусматривать их удобную замену. Что касается линзы Фабри  $O_5$ , то хотя она и является частью оптической схемы электрофотометра, но конструктивно она объединяется обычно с блоком фотоумножителя, который мы будем рассматривать в следующем параграфе.

Обратимся теперь к некоторым вопросам, связанным с общей конструкцией оптико-механической части электрофотометра. Выше отмечалось значение термостатирования и светофильтров и фотометрического стандарта. Эта задача наиболее просто решается, если термостатировать весь оптико-механический блок. Температура должна быть выше самой высокой ночной температуры и поддерживаться с точностью  $\sim 1^\circ$ . Применение термостатирования требует надежной теплоизоляции, а также и герметизации оптико-механического блока, что благоприятно с точки зрения пылезащиты расположенных в нем оптических элементов. Термостатирование облегчается при введении дистанционного управления всеми механизмами блока: смещениями диафрагм, перемещениями призм  $P_1$  и  $P_2$  и светофильтров, которые могут осуществляться в соответствии с заранее заданной программой. Подобное программирование чрезвычайно облегчает работу наблюдателя и исключает случайные ошибки, возникающие при его утомлении.

**§ 136. Блок фотоумножителя.** В блоке фотоумножителя размещаются: фотоумножитель, затем делитель, обеспечивающий подачу на него необходимых напряжений, и предусилитель. Обычно линза Фабри также устанавливается в этом блоке. Конструкция блока фотоумножителя в значительной мере определяется применяемой системой охлаждения. Но в любом случае он должен удовлетворять некоторым определенным требованиям. Очень важна воспроизводимость установки фотоумножителя — с точностью порядка  $0,1$  мм. В противном случае всякая разборка блока может привести к изменению фотометрической системы, так как нередко спектральная чувствительность фотокатода показывает значительные изменения по его поверхности. Фотоумножитель крепится посредством тефлоновых цилиндрических направляющих в стакане, который одновременно служит и магнитным экраном. Отметим попутно, что надо всячески избегать касания катодного конца фотоумножителя, находящегося под высоким напряжением, с какими-либо заземленными элементами, так как при этом в стекле колбы фотоумножителя возникают электролитические процессы, приводящие к отравлению фотокатода.

Линза Фабри, при применении фотометра в сочетании с рефлектором, делается из плавленого кварца. Она может быть простой, если светосила телескопа не превосходит  $1/10$ . При больших светосилах ее приходится изготавливать ахроматической кварц-флуоритовой, склеиваемой специальным бальзамом, прозрачным для ультрафиолетового излучения. Для контроля совмещения зрачков выхода систем телескопа и фотометрического стандарта вместо фотоумножителя в стакан вводится специальное приспособление, на конце которого — точно в месте расположения фотокатода — помещается матовая стеклянная пластинка с крестом нитей в центре. Для облегчения центрировки фотометрический стандарт снимается, на его место ставится матовое стекло, освещаемое достаточно ярким светом, а телескоп направляется на дневное небо.

Блок фотоумножителя, не рассчитанный на применение охлаждения, наиболее прост в конструктивном отношении. Но отсутствие охлаждения влечет за собой существенные недостатки в работе. Термоионная эмиссия фотокатода и динодов не подавляется и может, особенно в теплые летние ночи,

значительно повысить уровень шумов. Но главное — это неустраненные температурные изменения спектральной чувствительности фотоумножителя, которые приводят к нестабильности фотометрической системы прибора. Охлаждение фотоумножителя может осуществляться разными способами: твердой углекислотой, охлажденным сухим воздухом, а также при помощи термоэлектрических и фреоновых охлаждающих систем. Наиболее широкое применение нашло охлаждение твердой углекислотой, которая переходит непосредственно из твердого в газообразное состояние при температуре  $-78^{\circ}$ .

Твердая углекислота обеспечивает весьма глубокое охлаждение фотоумножителя, а также и его термостатирование при установившейся равновесной температуре, что весьма выгодно как для подавления термоионной

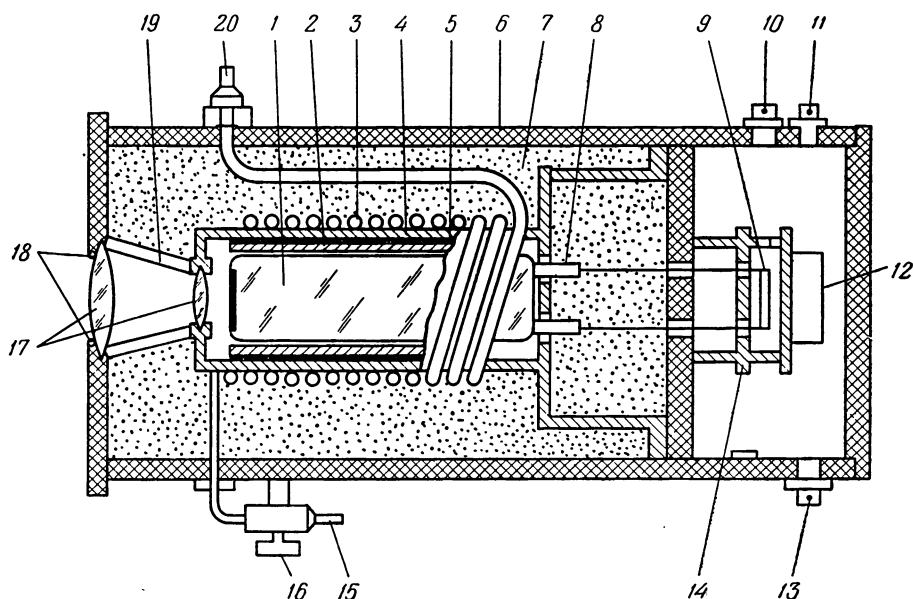


Рис. 203.

эмиссии, так и для стабилизации фотометрической системы. Но столь значительное охлаждение необходимо лишь в редких случаях (например, при применении катодов типа S-1). Системы с регулируемой температурой охлаждения имеют то преимущество, что они позволяют осуществлять термостатированное охлаждение до наперед заданной, хотя и не столь низкой температуры. Для сурьмяно-цезиевых и мультищелочных фотокатодов вполне достаточно охлаждения до  $-10 \div -20^{\circ}$ . Мы опишем здесь фреоновую систему, предложенную Бродфуттом, которая является, пожалуй, наиболее конструктивной (рис. 203). Компрессор обеспечивает циркуляцию фреона, который в жидком виде подается через капиллярную трубку в испаритель. При испарении фреон резко охлаждается и отдает холод фотоумножителю 1, который помещается в стакане 2, окруженный витками испарителя 3. Температура охлаждения зависит от давления газообразного фреона в испарителе, которое регулируется соответствующим краном и измеряется манометром. Пределы регулировки от  $+5^{\circ}$  до  $-50^{\circ}$ . Точность поддержания температуры  $\pm 0,3^{\circ}$ . Выше отмечалось, что нельзя допускать контакта анодного конца фотоумножителя с заземленными деталями. Но система охлаждения должна, конечно, иметь потенциал земли. Поэтому

фотоумножитель 1 заключен в стакан 2, находящийся под напряжением фотокатода ( $\sim -1700$  в). Этот стакан отделен от витков испарителя 3, припаянных ко второму латунному стакану 4, имеющему потенциал земли, пленкой 5 с очень высокой изоляцией. Остальные детали блока фотоумножителя: внешний корпус 6, являющийся одновременно и экраном; порошкообразный теплоизолятор 7; цоколь с теплоизоляцией 8, обеспечивающий защиту фотоумножителя от теплоотдачи делителя напряжения 9; вводы высокого напряжения 10 и питания предусилителя 11; предусилитель 12; вывод сигнала 13; заземление 14; ввод жидкого фреона 15 с краном подачи 16; компоненты сложной кварцевой линзы Фабри 17; подогрев переднего компонента линзы для устранения ее запотевания 18; теплоизоляционное сочленение компонентов линзы Фабри 19 и отвод газообразного фреона 20. Вся основная аппаратура охлаждения (компрессор, конденсатор и т. д.) помещается на некотором расстоянии от телескопа (обычно в нижнем помещении башни), откуда к телескопу и далее к фотометру идет лишь пара трубок, обеспечивающих подводу жидкого и отвод газообразного фреона. Трубки могут быть резиновыми или, лучше, медными, в нужных местах — гибкие гофрированные. Обращение с ними такое же, как и с кабелями, идущими к фотометру. Охлаждение блока фотоумножителя приводит к запотеванию линзы Фабри, для борьбы с чем применяют следующие меры. Линза делается двойной, компоненты ее разносятся на некоторое расстояние и оправы их соединяются трубкой с малой теплопроводностью. Пространство между ними герметизируется и заполняется сухим воздухом. Передний компонент линзы должен иметь температуру не ниже температуры термостатируемого оптико-механического блока (порядка  $+20^\circ$ ), для чего необходим его легкий электрический подогрев. Задний же компонент должен возможно лучше охлаждаться. В противном случае, как показал Юнг, температура фотокатода повышается на  $10-20^\circ$  по отношению к температуре охлаждаемого стакана фотоумножителя. Поэтому оправа задней линзы делается массивной и надежно соединяется со стаканом.

При хорошей тепловой изоляции объема, в котором располагаются делитель напряжения и предусилитель, выделяемого ими тепла достаточно для избавления от конденсации влаги. Все же иногда ставят дополнительно осушители с силикагелем или даже заполняют сухим азотом все пространство блока фотоумножителя, в этом случае особо тщательно герметизируемого. Если в предусилителе имеются высокоомные сопротивления, обладающие большой температурной зависимостью, то целесообразно термостатировать (с точностью  $\pm 1^\circ$ ) объем, содержащий делитель напряжения и предусилитель.

При смене фотоумножителей в процессе работы, что может оказаться необходимым при переходе от наблюдений в визуальной или ультрафиолетовой областях спектра к инфракрасной, лучше иметь для каждого фотоумножителя свой независимый блок, положение которого заранее отъюстировано по отношению к оптико-механической части прибора.

**§ 137. Методы измерения токов фотоумножителей.** Как было показано (см. § 31), для измерения фототока с точностью до 1% необходимо иметь  $10^4$  фотоэлектронов. Если время одного наблюдения 10 сек, то это соответствует потоку в 1000 фотоэлектронов в секунду или току с фотокатода в  $1,6 \cdot 10^{-16}$  а. Коэффициент усиления фотоумножителей составляет обычно от  $10^6$  до  $10^8$ , откуда следует, что мы должны измерять на выходе фотоумножителя токи порядка  $10^{-10} - 10^{-8}$  а. Применяемая в астрофотометрии аппаратура рассчитывается обычно на измерение токов, начиная с  $10^{-10} - 10^{-11}$  а. Токи, возникающие в фотоумножителе при наблюдении звезд, испытывают значительные флуктуации, обусловленные естественными статистическими шумами

потока фотоэлектронов, шумами измерительной аппаратуры и мерцанием звезд.

В фотоэлектрической астрофотометрии широко используется измерение фототоков с применением усилителей постоянного тока. При этом усиленный фототок может измеряться двумя способами. В первом способе тем или иным измерительным прибором — гальванометром, электронным потенциометром и т. п. — регистрируется непосредственно сила тока на выходе усилителя. Такой метод носит название метода *постоянного отклонения*. Однако на практике вследствие мерцания звезд и наличия шумов фотоумножителя и усилителя отсчет прибора на выходе усилителя неизбежно флуктуирует. Эти флуктуации приходится осреднять при обработке наблюдений. Чтобы обеспечить достаточную точность осреднения, каждое наблюдение (отсчет) должно регистрироваться в течение не менее 20 секунд. Второй способ измерения силы тока на выходе усилителя называется *методом интегрирования*. Мерой среднего значения фототока служит пропорциональное ему количество электричества  $q$ , накопленного на конденсаторе  $C$  в течение строго определенного времени экспозиции  $\Delta t = t_2 - t_1$ :

$$q = \int_{t_1}^{t_2} i(t) dt = \bar{i} \Delta t,$$

где  $i(t)$  — мгновенное значение флуктуирующего тока на выходе усилителя. Отсюда

$$\bar{i} = \frac{q}{\Delta t}.$$

При применении метода интегрирования в качестве измерительного прибора можно использовать электронный вольтметр или потенциометр, измеряющий напряжение  $V$ , до которого зарядится конденсатор  $C$ :

$$V = \frac{q}{C},$$

откуда

$$\bar{i} = \frac{C}{\Delta t} \cdot V. \quad (4.57)$$

Здесь флуктуации осредняются за все время данной экспозиции в процессе самого наблюдения и результат измерения получается в виде одного определенного отсчета.

В электрофотометрии находит применение и *метод счета фотонов*, который правильнее было бы назвать методом счета фотоэлектронов. Здесь регистрируется число импульсов, образующихся на выходе фотоумножителя от отдельных фотоэлектронов. По существу этот метод является одним из вариантов метода интегрирования. Очень распространенный в технической электронике *метод усиления переменного тока*, имеющий ряд технических преимуществ, практически не применяется в звездной электрофотометрии, поскольку он требует модулирования света, что связано с потерей половины измеряемого светового потока.

а) *Усиление постоянного тока*. Все усилители постоянного тока являются, по существу, усилителями напряжения, которое возникает при введении в анодную цепь фотоумножителя некоторого сопротивления  $R$ . Возникшее напряжение  $V_0 = i_0 R$ , где  $i_0$  — анодный ток фотоумножителя, подводится ко входу усилителя — управляющей сетке электронной лампы. В простейшем типе усилителя, представленном на рис. 204, напряжение  $V_0$  вызывает изменение анодного тока лампы, измеряемого прибором  $G$ .

Для компенсации постоянной составляющей анодного тока служит источник напряжения  $E_k$  и реостат  $R_k$ . На входе усилителя, помимо сопротивления  $R$ , всегда имеется некоторая паразитная шунтирующая его емкость  $C$ . Она складывается из внутриламповых емкостей и емкостей проводки входа усилителя. Ее величина около 10—20  $n\phi$ . В результате мгновенно поданный на вход усилителя ток  $i_0$  приведет лишь к постепенному установлению на нем окончательного напряжения  $V_0 = i_0 R$ . Действительно, при наличии емкости  $C$ , мгновенно возникший фототок пойдет частично на зарядку этой емкости, пока на ней не установится разность потенциалов  $V_0$ . Обозначая через  $V$  мгновенные значения напряжения, имеем

$$i_0 = i_R + i_C,$$

где

$$i_R = \frac{V}{R}, \quad i_C = \frac{dq}{dt} = C \frac{dV}{dt}, \quad i_0 = \frac{V_0}{R}.$$

Отсюда находим уравнение

$$C \frac{dV}{dt} + \frac{V - V_0}{R} = 0,$$

интегрируя которое и учитывая, что в начальный момент при  $t=0$  и  $V=0$ , получим выражение для зависимости входного напряжения от времени:

$$V = V_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right). \quad (4.58)$$

Для мгновенного выключения тока фотумножителя получаем аналогично:

$$V = V_0 e^{-\frac{t}{RC}}. \quad (4.59)$$

Большую роль в формулах (4.58) и (4.59) играет величина  $RC$ , имеющая размерность времени. Она называется *постоянной времени* и определяет время, необходимое для достижения с заданной точностью окончательной величины входного напряжения. Сказанное иллюстрируется табличкой, в которой даются для различных промежутков времени, измеряемых в единицах  $RC$ , относительные значения достигнутого напряжения  $V/V_0$  в процентах от  $V_0$ :

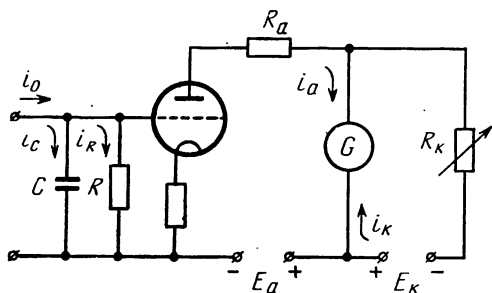


Рис. 204.

| $t/RC$  | 3,0  | 4,5  | 6,9   |
|---------|------|------|-------|
| $V/V_0$ | 95,0 | 99,0 | 99,9% |

Отсюда видно, что напряжение с точностью в 0,1% устанавливается лишь

через промежуток времени, равный  $7RC$ . Постоянная времени ограничивает наибольшие допустимые значения входного сопротивления, так как при больших его значениях время установления окончательного напряжения становится недопустимо большим. Но при использовании фотумножителей их анодные токи достаточны для применения умеренных значений входных сопротивлений (порядка  $10^6$ — $10^9$   $\Omega$ ). В некоторых случаях для сглаживания флуктуаций анодного тока постоянная времени специально увеличивается введением некоторой дополнительной шунтирующей емкости. Постоянная времени входного контура усилителя определяет его временные характеристики и, в частности, ту полосу пропускания частот усилителя, которая



определяет результирующий шум на его выходе при наличии на входе шума, не зависящего от частоты. Это справедливо в случае подключения к усилителю фотоумножителей, сопротивлений и т. д.

Усиление, даваемое усилителем постоянного тока, зависит от частоты  $f$  сигнала на его входе, поскольку оно пропорционально полному входному сопротивлению  $R(f)$ , состоящему всегда из цепочки  $RC$  — параллельно соединенных омического сопротивления  $R$  и некоторой (хотя бы паразитной) емкости  $C$  (см. рис. 204). Как известно, полное сопротивление

$$R(f) = \frac{R}{\sqrt{1 + (2\pi RC)^2 f^2}}.$$

Поэтому результирующий шум на выходе усилителя будет пропорционален величине

$$\int_0^{\infty} R(f) df = R \int_0^{\infty} \frac{df}{\sqrt{1 + (2\pi RC)^2 f^2}} = R\Delta f.$$

Интервал частот  $\Delta f$ , которому пропорционален результирующий шум на выходе усилителя при независимом от частоты шуме на его входе, и является, согласно сказанному выше, полосой пропускания частот усилителя; следовательно

$$\Delta f = \int_0^{\infty} \frac{df}{\sqrt{1 + (2\pi RC)^2 f^2}}. \quad (4.60)$$

Выполняя интегрирование, имеем:

$$\Delta f = \frac{1}{4RC}.$$

Этим устанавливается соотношение между полосой пропускания частот усилителя постоянного тока и его постоянной времени.

Рассмотрим теперь некоторые обстоятельства, связанные с применением в усилителях больших входных сопротивлений. На концах сопротивления вследствие движения свободных электронов возникает флуктуирующая электродвижущая сила («шум»), среднеквадратичная величина которой  $\overline{\Delta E^2}$  определяется известной формулой Джонсона:

$$\overline{\Delta E^2} = 4kTR\Delta f,$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, равная  $1,38 \cdot 10^{-23}$  *вт·сек/град*. Согласно (4.60) для усилителя постоянного тока имеем

$$\overline{\Delta E^2} = \frac{kT}{C}, \quad (4.61)$$

откуда следует, что  $\overline{\Delta E^2}$  не зависит от величины сопротивления. Ввиду того, что чем больше сопротивление, тем больше шум, но соответственно и уже полоса пропускания, эти эффекты компенсируют друг друга. При  $T=300^\circ\text{K}$  и  $C=20$  *пф* величина флуктуации напряжения

$$\sqrt{\overline{\Delta E^2}} = 8 \cdot 10^{-6} \text{ в.}$$

Для обеспечения необходимой точности измерений напряжение от сигнала (тока фотоумножителя) должно по крайней мере на два порядка превышать величину флуктуации  $\sqrt{\overline{\Delta E^2}}$ , что и определяет минимальное значение входного напряжения.

И еще одно замечание о больших сопротивлениях. Сопротивления в десятки, а тем более в сотни тысяч мегом не могут изготавливаться из проводочных материалов. Обычно они изготавливаются из полупроводников (сопротивления типа КВЛ и т. п.). Все эти сопротивления имеют большой температурный коэффициент, а также изменяются со временем. Поэтому необходимо постоянно проводить их относительную калибровку, а также весьма полезно термостатирование того объема, где они устанавливаются.

Еще одна трудность, с которой приходится сталкиваться при применении высокоомных сопротивлений (до тысяч мегом) — это наличие сеточного тока электронной лампы, протекающего между катодом и управляющей сеткой через входное сопротивление  $R$ . Сеточный ток складывается из тока утечки по баллону лампы, тока положительных ионов, образующихся за счет ионизации остатков газа при прохождении через него потока электронов,

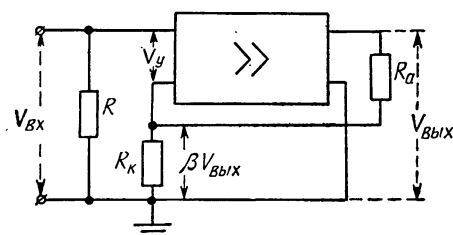


Рис. 205.

эмиссии положительных ионов с катода, а также фотоэффекта с сетки вследствие освещения ее мягкими рентгеновскими лучами, возникающими на аноде под действием электронной бомбардировки. У обычных ламп, применяемых в радиотехнике, сеточные токи (в рабочей части их характеристик) достигают нескольких микроампер. Очевидно, что подобные лампы непригодны для наших целей. Введение в цепь сетки высокоомного сопротивления даст, при наличии такого сеточного тока, столь значитель-

ное дополнительное смещение на сетке лампы, что оно не только сместит рабочую точку с линейной части характеристики лампы, но и полностью ее заперет. Отсюда ясно, что для работы с высокоомными входными сопротивлениями необходимо применять специальные электронные лампы с очень малыми сеточными токами, называемые *электрометрическими*. В них сеточный ток удается понизить до  $10^{-15}$  а и даже меньше. Применяя электрометрические лампы для измерения токов фотоумножителей (не менее  $10^{-11}$  а), можно полностью пренебречь их сеточными токами.

В усилителе простейшего типа измерения ведутся при помощи гальванометра, на показания которого влияют и нестабильность питающих напряжений и постепенное изменение параметров лампы — ее старение. Для уменьшения этих эффектов было предложено много специальных схем усилителей. Но наиболее эффективно применение так называемой *обратной связи*. Под обратной связью понимается связь между цепями входа и выхода усилителя. Если напряжение, подводимое ко входу усилителя от его выхода (напряжение обратной связи), пропорционально току на выходе усилителя, то мы имеем дело с обратной связью по току. Если же оно пропорционально выходному напряжению, то это случай обратной связи по напряжению. Когда напряжение обратной связи одного знака с подводимым к усилителю, то это положительная обратная связь; когда же напряжения противоположны по знаку, то обратная связь отрицательная.

Обозначим  $V_{\gamma}$  напряжение, непосредственно поданное на усилитель (рис. 205); тогда на его выходе получим напряжение

$$V_{\text{вых}} = AV_{\gamma},$$

где  $A$  — коэффициент усиления. Если теперь часть выходного напряжения, равную  $\beta V_{\text{вых}}$ , подвести ко входу усилителя, то будем иметь

$$V_{\gamma} = V_{\text{вх}} + \beta V_{\text{вых}} = V_{\text{вх}} + \beta AV_{\gamma} \quad (4.62)$$

или

$$V_{\text{вх}} = V_y (1 - \beta A). \quad (4.63)$$

Величина  $\beta A$  называется *коэффициентом обратной связи*. При отрицательной обратной связи  $\beta < 0$ , а при положительной  $\beta > 0$ . Обозначим коэффициент усиления с учетом обратной связи через  $G$ :

$$G = \frac{V_{\text{вых}}}{V_{\text{вх}}}. \quad (4.64)$$

Тогда согласно (4.62) имеем

$$G = \frac{A}{1 - \beta A}. \quad (4.65)$$

Когда  $A$  велико и, следовательно, коэффициент обратной связи  $\beta A \gg 1$ , то

$$G \approx -\frac{1}{\beta}.$$

Если все выходное напряжение подводится ко входу усилителя ( $R_a = 0$ ), то говорят о стопроцентной обратной связи. В этом случае  $\beta = -1$  и

$$G = \frac{A}{1 + A}. \quad (4.66)$$

При больших значениях коэффициента усиления ( $A \sim 100 - 1000$ ) получаем

$$G \approx 1.$$

В этом случае коэффициент усиления практически не зависит ни от параметров ламп усилителя, ни от режима их работы, что является очень большим преимуществом; смена ламп не сказывается на работе усилителя.

Рассмотрим несколько подробнее свойства усилителей постоянного тока со стопроцентной отрицательной обратной связью (рис. 206), которые широко используются в астрофотометрии. Напряжение  $V_y$ , непосредственно подводимое к усилителю, равно:

$$V_y = V_{\text{вх}} - V_{\text{вых}}$$

или согласно (4.64) и (4.66)

$$V_y = V_{\text{вх}} - G V_{\text{вх}} = \frac{1}{1 + A} \cdot V_{\text{вх}}. \quad (4.67)$$

При большом усилении  $A$  напряжение  $V_y$  очень мало, по сравнению с  $V_{\text{вх}}$ ; так, при  $A = 1000$  оно составляет  $0,001 V_{\text{вх}}$  и  $V_y$  меняется совсем незначительно при больших изменениях  $V_{\text{вх}}$ . Поэтому линейность усилителя с отрицательной обратной связью значительно лучше и ее диапазон значительно шире, чем у простого усилителя постоянного тока.

Ток  $i_0$ , подводимый к большому входному сопротивлению  $R$ , создает входное напряжение

$$V_{\text{вх}} = i_0 R,$$

измерение которого осуществляется либо по падению напряжения на сопротивлении  $R_{\text{вых}}$  — выходной нагрузки усилителя, либо по току  $i_{\text{вых}}$ , идущему в цепи обратной связи и измеряемому микроамперметром  $\mu A$ . Из

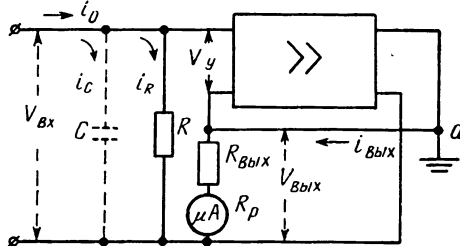


Рис. 206.

сказанного следует, что при  $A \gg 1$

$$V_{\text{вх}} \approx V_{\text{вх}}. \quad (4.68)$$

В этом случае легко оценить величину токового усиления. Поскольку

$$i_{\text{вх}} = \frac{V_{\text{вх}}}{R_{\text{вх}}},$$

а согласно (4.68)

$$i_0 = \frac{V_{\text{вх}}}{R} \approx \frac{V_{\text{вх}}}{R},$$

то токовое усиление

$$n = \frac{i_{\text{вх}}}{i_0} = \frac{R}{R_{\text{вх}}};$$

так, например, при  $R=10^9$  и  $R_{\text{вх}}=10^3$  получаем  $n=10^6$ .

При использовании усилителя рассмотренного типа совместно с фотоумножителем обычно заземляют точку  $a$ . Тогда потенциал анода будет отличаться от потенциала земли лишь на ничтожно малую величину  $V_{\text{г}}$ , даже при значениях  $V_{\text{вх}} \sim 10-20$  в, что практически совершенно не отразится на анодной характеристике фотоумножителя. В этом случае через сопротивление  $R_{\text{вх}}$  пойдет и ток  $i_0$ , но, как мы только что видели, он совершенно не сравним с выходным током и не окажет никакого влияния на результаты измерений.

Применение отрицательной обратной связи существенно повышает стабильность усиления. Действительно, дифференцируя соотношение (4.66), имеем

$$dG = \frac{dA}{(1+A)^2},$$

откуда, учитывая (4.66), получаем

$$\frac{dG}{G} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{dA}{A}. \quad (4.69)$$

Так как  $1+A \gg 1$ , то  $dG/G \ll dA/A$ , т. е. относительные изменения коэффициента усиления при наличии обратной связи значительно снижаются по сравнению с изменениями в простом усилителе.

Применение отрицательной обратной связи ведет и к уменьшению постоянной времени усилителя. Рассмотрим процесс установления подлежащего измерению напряжения  $V_{\text{вх}}$  при наличии стопроцентной отрицательной обратной связи и емкости  $C$ , шунтирующей входное сопротивление (см. рис. 205). Обозначим через  $i_0$  значение мгновенно подаваемого тока; через  $V_{\text{г},0}$  и  $V_{\text{вх},0}$  — окончательные значения напряжений на входе и выходе усилителя, а через  $V_{\text{г}}$  и  $V_{\text{вх}}$  — их значения в процессе установления режима; через  $i_{\text{с}}$  и  $i_{\text{R}}$  — токи, идущие в цепь конденсатора и большого сопротивления. В окончательном режиме  $i_{\text{с}}=0$ , а  $i_{\text{R}}=i_0$ . Подобно рассуждению, проведенному на стр. 404, имеем:

$$i_0 = i_{\text{с}} + i_{\text{R}}, \quad i_{\text{с}} = C \frac{dV_{\text{вх}}}{dt}; \quad (4.70)$$

далее,

$$V_{\text{г}} = V_{\text{вх}} - V_{\text{вх}} = i_{\text{R}}R - AV_{\text{г}}, \quad (4.71)$$

откуда

$$i_{\text{R}} = \frac{1+A}{R} V_{\text{г}}.$$

Аналогично

$$V_{y,0} = i_0 R - V_{\text{вых},0} = i_0 R - A V_{y,0} \quad (4.72)$$

и

$$i_0 = \frac{1+A}{R} V_{y,0}.$$

Из выражений (4.71) и (4.72) следует, что при наличии отрицательной обратной связи сопротивление входа как бы уменьшилось в  $(A+1)$  раз, где усиление  $A$  — весьма большая величина, порядка сотен и тысяч.

Подставляя выражения (4.72) и (4.71) в соотношение (4.70), получаем уравнение

$$\frac{1}{1+A} \frac{dV_y}{dt} + (V_y - V_{y,0}) = 0,$$

интегрируя которое находим формулу для установления входного напряжения на усилителе:

$$V_y = V_{y,0} \left[ 1 - e^{-\frac{1+A}{RC} \cdot t} \right]. \quad (4.73)$$

Учитывая, что  $V_{y,0} = \frac{1}{1+A} V_{\text{вх}}$ , а  $V_{\text{вых}} = -A V_y$ , находим искомое выражение для установления режима выходного напряжения  $V_{\text{вых}}$ :

$$V_{\text{вых}} = -\frac{A}{1+A} V_{\text{вх}} \left[ 1 - e^{-\frac{1+A}{RC} \cdot t} \right] \approx -V_{\text{вх}} \left[ 1 - e^{-\frac{1+A}{RC} \cdot t} \right], \quad (4.74)$$

так как  $A \gg 1$ . Это выражение показывает, что постоянная времени для установления выходного напряжения в усилителе со стопроцентной обратной связью равна  $RC/(1+A)$ , т. е. она в  $(A+1)$  раз меньше, чем постоянная времени обычного усилителя с теми же значениями  $R$  и  $C$ .

Поскольку для обеспечения эффективной обратной связи необходимо иметь большие значения коэффициентов усиления, то здесь приходится применять многокаскадные усилители, на выходе которых можно использовать такие удобные измерительные приборы, как электронные пишущие потенциометры. Принцип работы этих потенциометров поясняет рис. 207. В одно из плеч моста  $A-B-C-D$  включен реохорд  $aa'$ . При  $V_{\text{вх}}=0$  потенциал точек  $A$  и  $C$  одинаков и контакт  $A$  находится у края реохорда (около точки  $a$ ). При подаче в цепь  $AK$  измеряемого напряжения  $V_{\text{вых}}$  нарушается равновесие моста и посредством усилителя  $\mathcal{E}U$  приводится в движение мотор  $M$ , который перемещает контакт реохорда до тех пор, пока напряжение  $V$  на реохорде не компенсирует подведенное к потенциометру напряжение  $V_{\text{вых}}$ . Таким образом, перемещение контакта реохорда  $Aa$  служит мерой измеряемого напряжения. С контактом реохорда механически соединено пишущее устройство, осуществляющее регистрацию на равномерно движущейся бумажной ленте. В СССР наиболее распространен электронный пишущий потенциометр типа ЭПП-09, выпускаемый в нескольких вариантах. Его точность 0,5%, скорость пробега всей шкалы (275 мм) составляет 1 — 2,5 сек, в зависимости от типа прибора; сопротивление входа 10 ом. Ток, соответствующий всей шкале, 1 ма. Скорость движения бумажной ленты может устанавливаться в широких пределах. Регулировка чувствительности при применении элект-

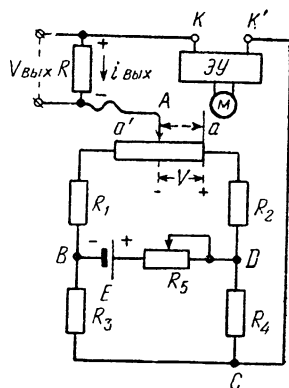


Рис. 207.

ронного пишущего потенциометра осуществляется обычно двумя ступенями: изменением входных сопротивлений усилителя с шагом в 10 или 100 раз, что соответствует 2,5 — 5,0 звездным величинам, и шунтированием потенциометра с шагом в 1,585, что дает ступень в 0<sup>m</sup>,5. Пять и десять таких ступеней перекрывают 2<sup>m</sup>,5 — 5<sup>m</sup>,0 соответственно. Шунтирующие сопротивления изготавливаются проволочными, поэтому изменение чувствительности в пределах 2<sup>m</sup>,5 — 5<sup>m</sup>,0 осуществляется с большой точностью. Входные же сопротивления должны калиброваться систематически. Калибровка — относительная, определяющая отношение величин двух соседних сопротивлений.

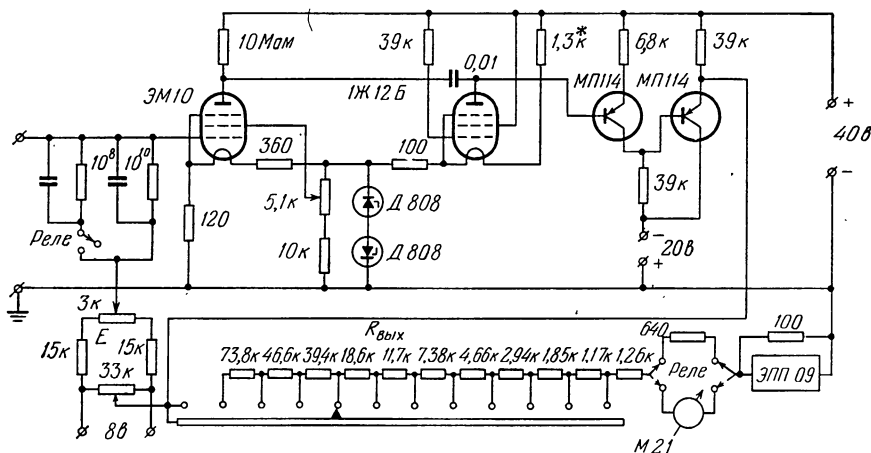


Рис. 208.

Опубликовано большое число схем электрометрических усилителей с отрицательной обратной связью, предназначенных для работы с электронными потенциометрами. Отметим среди них широко используемые в астрофизике усилитель Гардинера и Джонсона и усилитель Уайтбрехта. С успехом могут применяться и электрометрические усилители, выпускаемые промышленностью и, в частности, применявшийся в звездной фотометрии электрометрический усилитель ЭМУ-4-7. Хорошо зарекомендовал себя усилитель А. Кульчицкого, основанный на схеме, предложенной М. Слуцким. Схема этого усилителя приведена на рис. 208. Усилитель Кульчицкого соответствует принципиальной схеме, приведенной на рис. 206, но для случая, когда заземляется точка *a*. В результате входное сопротивление оказывается равным  $R + R_{\text{вых}} + R_p$ , где  $R_p$  — сопротивление измерительного прибора. Но, поскольку  $R \gg R_{\text{вых}} + R_p$  (на много порядков), то входное напряжение усилителя можно совершенно законно принимать равным  $iR$ . Рассматриваемый усилитель рассчитан на измерение входных токов от  $10^{-7}$  до  $10^{-10}$  а и на получение выходного напряжения, соответствующего полному отклонению пера ЭПП-09, включенного на минимальную чувствительность. Чувствительность регулируется грубо изменением входных сопротивлений, а точно — сопротивлением  $R_{\text{вых}}$ , изменяющим чувствительность в 100 раз (т. е. 5<sup>m</sup>) десятью ступенями, точно соответствующими 0<sup>m</sup>,5. Наряду с ЭПП-09 при регулировках может подключаться измерительный прибор М-24 со шкалой в 10 мв, соответствующей шкале самописца. Входные сопротивления  $R$  равны  $10^8$  и  $10^{10}$  ом. Шунтирующие их емкости дают постоянную времени, равную одной секунде. Мостик *E* служит для регулирования положения пера на диаграммной ленте (нуля усилителя) при компенсировании темнового тока фотоумножителя, а если нужно, то и фона

неба. На рис. 209 приведен пример записи наблюдения звезды, выполненного с описываемой аппаратурой по методу постоянного отклонения. Такая запись очень наглядна, но требует проведения на глаз среднего значения отброса и уровней фона, что может вносить некоторые (практически пренебрежимые)

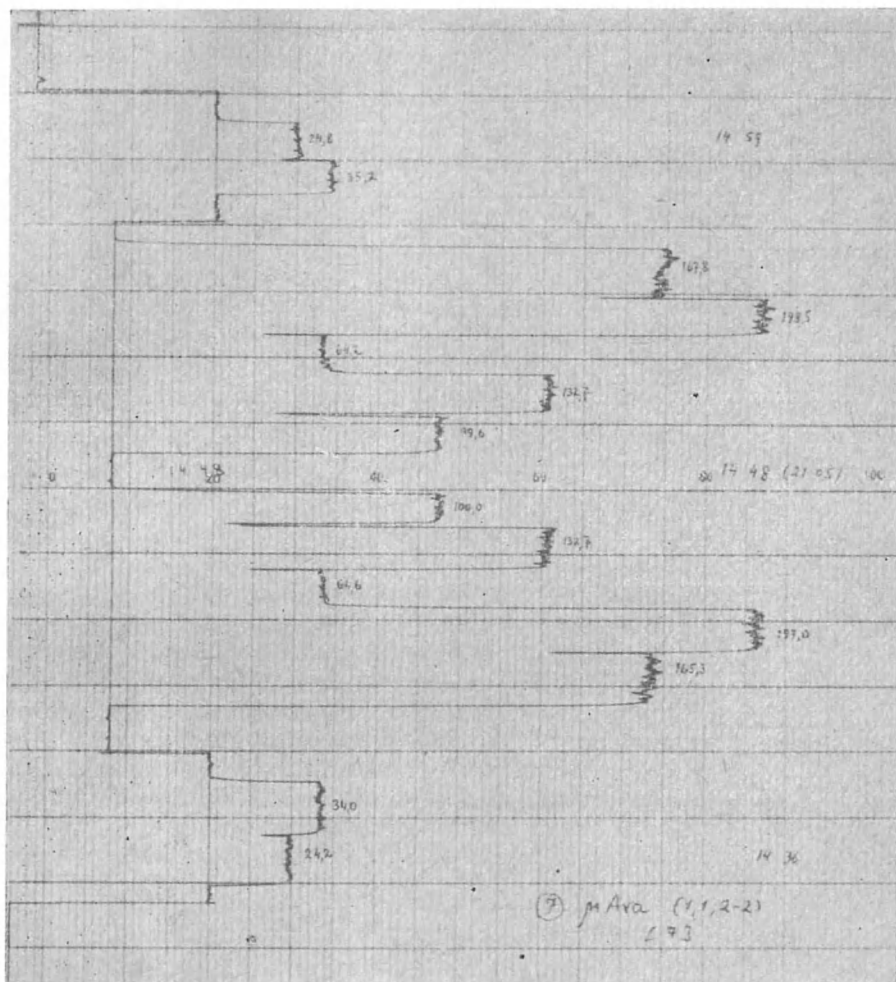


Рис. 209.

субъективные ошибки; глаз способен очень уверенно (с точностью до 0,2—0,3 мм) находить среднее значение отброса даже при больших его флуктуациях.

Автоматическое осреднение отброса осуществляется при применении метода интегрирования токов. Поскольку в этом случае получается один определенный результат измерения, он может быть зарегистрирован либо как отброс на пишущем потенциометре, либо как цифровой отсчет на цифровом электронном вольтметре, либо прямо регистрироваться на перфокарте или перфоленте для непосредственного ввода в цифровую вычислительную машину. Интегрирование тока осуществляется при помощи конденсатора, заряжаемого измеряемым током. Но в простейших интеграторах, применяе-

мых в астрофотометрии, обычно используется интегрирование напряжения, возникающего на некотором сопротивлении в выходной цепи предусилителя. В схеме, представленной на рис. 210, интегрирование осуществляется на конденсаторе  $C$ , который отземляется и подключается к высокоомному сопротивлению  $R$ . Предполагая установившееся, подлежащее измерению напряжение  $V_0$  постоянным, можно (аналогично рассмотренному на стр. 404) написать для мгновенного значения тока, протекающего через сопротивление  $R$ :

$$i = \frac{V_0 - V}{R}, \quad dV = \frac{idt}{C},$$

откуда

$$\frac{d(V - V_0)}{V - V_0} = -\frac{1}{RC} dt,$$

и окончательно:

$$V = V_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right). \quad (4.75)$$

При больших значениях постоянной времени  $RC$  можно, разложив  $e^{-\frac{t}{RC}}$  в ряд и ограничившись только первым членом разложения, так как  $t/RC$  мало, написать:  $V \approx V_p$ , где

$$V_p = \frac{t}{RC} V_0. \quad (4.76)$$

Легко подсчитать, что для сохранения линейности нарастания  $V$  со временем, при требовании точности не ниже 1%, необходимо, чтобы  $V_p/V_0$  было не больше 0,02. А это требует очень больших значений постоянной времени, чтобы время накопления  $t$  могло достигать 5—15 сек.

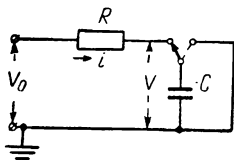


Рис. 210.

До сих пор предполагалось постоянство  $V_0$ . Но на практике оно испытывает флуктуации (мерцание, шумы аппаратуры и т. д.) и метод интегрирования должен служить для их автоматического осреднения. Посмотрим, может ли потенциал на конденсаторе  $C$  быть мерой и флуктуирующего напряжения  $V_0$ ?

Продифференцировав выражение (4.75), имеем

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_0}{RC} e^{-\frac{t}{RC}} + \left[1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right] \frac{dV_0}{dt}.$$

Но при больших значениях постоянной времени, которые всегда должны иметь место при применении рассматриваемого метода, можно считать  $e^{-\frac{t}{RC}} \approx 1$ . Тогда

$$\frac{dV}{dt} \approx \frac{V_0}{RC} \quad \text{и} \quad V \approx \frac{1}{RC} \int_0^t V_0 dt,$$

что и дает положительный ответ на поставленный нами вопрос.

В настоящее время, в связи с развитием электронно-вычислительной техники, разработаны схемы усилителей, позволяющих осуществлять различные математические операции — арифметические действия, дифференцирование, интегрирование. Такие усилители носят название *операционных*. Применение операционных интегрирующих усилителей нашло весьма широкое применение и в фотоэлектрической астрофотометрии. Они, конечно,



гораздо сложнее описанного выше простейшего интегратора, но зато имеют ряд существенных преимуществ: гораздо бóльшую стабильность, значительно более широкий диапазон линейности и т. д. Принципиальная схема операционного интегрирующего усилителя представлена на рис. 211. Он отличается от рассмотренных выше усилителей тем, что имеет отрицательную обратную связь через емкость  $C$ . В этом случае мерой произведения ( $it$ ) измеряемого тока  $i$  на время интегрирования  $t$  будет выходное напряжение усилителя  $V_{\text{вых}}$  (при начале интегрирования анод фотоумножителя отземляется). Действительно,

$$V_c = \frac{it}{C}, \quad V_{\text{вых}} = -V_{\text{вх}}A, \quad V_{\text{вх}} = V_c + V_{\text{вых}} \quad (4.77)$$

и, следовательно,

$$V_{\text{вх}} = \frac{1}{(1+A)C} it. \quad (4.78)$$

Отсюда видно, что при бесконечном усилении ( $A = \infty$ ) входное напряжение  $V_{\text{вх}} = 0$ , а при больших значениях  $A$  оно меняется ничтожно мало. Подставляя (4.78) в (4.77), находим

$$V_{\text{вых}} = -\frac{1}{\left(1 + \frac{1}{A}\right)C} it, \quad (4.79)$$

что и доказывает справедливость высказанного утверждения. Изменение чувствительности операционного интегрирующего усилителя осуществляется подключением конденсаторов с различными значениями  $C$ , как это следует из формулы (4.79).

Таким образом, и при измерении фототока методом постоянного отклонения и при применении метода интегрирования можно использовать один и тот же многокаскадный усилитель постоянного тока, но с различными схемами обратной связи. В первом случае она осуществляется от выходного напряжения, а во втором — через емкостную связь. Это позволяет легко переходить от одного метода измерения к другому.

б) Метод сч е т а ф о т о н о в. В фотоумножителе каждый фотон вызывает образование лавины вторичных электронов, которая достигает анода. Эта лавина может состоять из  $10^7$  и даже из  $10^8$  электронов, в зависимости от типа фотоумножителя (числа каскадов) и приложенного напряжения. Но электроны лавины приходят к аноду не строго одновременно. Благодаря нескольким различным путям отдельных электронов в динодной системе дисперсия в моментах их прихода составляет  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  сек. Величина этой дисперсии зависит от конструкции динодной системы. При не слишком интенсивных световых потоках, когда отдельные лавины, вызванные индивидуальными фотонами, еще не сливаются, число этих лавин и является мерой фототока. Каждая лавина, подведенная ко входу импульсного усилителя, вызовет появление импульса напряжения с амплитудой  $V$ , равной

$$V = \frac{Ne}{C},$$

где  $N$  — число электронов в лавине (коэффициент усиления фотоумножи-

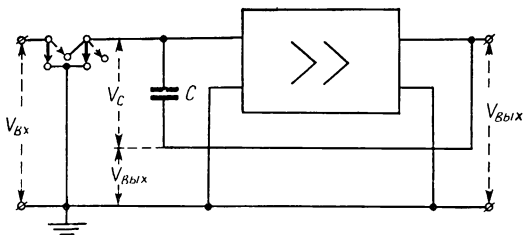


Рис. 211.

теля),  $C$  — всегда имеющаяся емкость входа усилителя,  $e$  — заряд электрона. Полагая  $N=5 \cdot 10^7$ ,  $C=20$  пф, находим, что амплитуда импульса будет равна 0,4 в. Это значение будет достигнуто в том случае, если постоянная времени входа усилителя будет значительно больше, чем временная дисперсия проходящей лавины  $\Delta t$ . Беря для постоянной времени  $RC$  значение, на порядок большее чем  $\Delta t$ , а именно  $10^{-7}$  сек, находим для сопротивления утечки  $R=5000$  ом. Это сопротивление необходимо, чтобы конденсатор  $C$  разрядился к моменту прихода следующей электронной лавины.

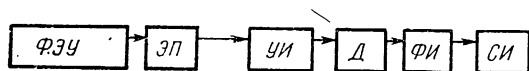


Рис. 212.

номерно распределенный по времени, порядка  $10^7$  электронов в секунду. Но распределение числа вырываемых фотоэлектронов по времени подчиняется закону случая. Чтобы избежать ошибок, обусловленных слиянием соседних лавин, которые будут, очевидно, регистрироваться как единый импульс, приходится ограничиваться измерением потоков порядка  $10^5$  электронов в секунду. Это ставит ограничение на применимость метода счета фотонов для более ярких звезд.

Блок-схема аппаратуры, применяемой в методе счета фотонов, представлена на рис. 212. Фотоумножитель  $\Phi Э У$  присоединяется через эмиттерный повторитель  $Э П$  к широкополосному усилителю импульсов  $У И$ , затем следует дискриминатор  $Д$ , который пропускает лишь импульсы с амплитудой, превышающей определенную избирательную величину.

После дискриминатора следует блок формирования импульсов  $Ф И$ , который стандартизует импульсы, придавая им прямоугольную форму с определенной постоянной амплитудой и шириной. Эти сформированные импульсы поступают в счетчик импульсов  $С И$ , который включается прецизионным датчиком времени на некоторое строго определенное время порядка 5—20 сек.

При отсутствии дискриминатора регистрируются все импульсы, приходящие к аноду фотоумножителя, независимо от их амплитуды, т. е. импульсы как от фотоэлектронов, так и от термоэлектронов, возникающих на фотокатоде и всех динодах. Наличие же дискриминатора позволило бы полностью отсечь все импульсы, идущие с динодов, если бы коэффициенты усиления для электронов с фотокатода, первого и последующих динодов имели строго определенные значения. Но в реальных фотоумножителях эти коэффициенты для индивидуальных электронов испытывают значительные колебания, амплитуда которых зависит от конструкции динодной системы. Наиболее значительны они для фотоумножителей жалюзийной системы ( $\Phi Э У-83$ ,  $\Phi Э У-16$ ,  $\Phi Э У-15$ ,  $EMI 6256$ ,  $EMI 9502$  и т. п.) и существенно меньше для фотоумножителей с корытообразной и коробчатой динодными системами ( $\Phi Э У-64$ ,  $\Phi Э У-79$ ,  $RCA 1-P-21$  и т. п.). В результате этого эффекта разделение импульсов от электронов, идущих с фотокатода и динодов, становится менее четким, а счетные характеристики фотоумножителей, дающие зависимость числа регистрируемых импульсов  $N$  от приложенного к фотоумножителю напряжения  $V$  и для определенного напряжения дискриминации  $V_d$ , принимают вид, показанный на рис. 213. Как правило, на счетной характе-

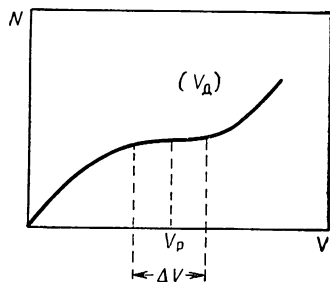


Рис. 213.

ристике имеется некоторая, практически горизонтальная часть  $\Delta V$ , соответствующая регистрации в основном электронов, идущих с фотокатода. Она называется *плато* характеристики. При увеличении напряжения на фотоумножителе амплитуды импульсов от термоэлектронов с первого динода начнут выходить за пределы дискриминации и число регистрируемых импульсов будет возрастать. С дальнейшим ростом напряжения  $V$  начнут регистрироваться и импульсы от следующих динодов. Очевидно, что рабочее напряжение  $V_p$  фотоумножителя целесообразно выбирать в пределах плато и, в частности, около его середины, так как в этом случае отпадает необходимость в прецизионной стабилизации напряжения. Поскольку счетные характеристики в сильнейшей степени зависят от напряжения дискриминации, то для наилучшего выбора режима работы (значений  $V$  и  $V_d$ ) необходимо определить характеристики при различных напряжениях дискриминации, выбрав такое, при котором плато оказывается наиболее благоприятным. Охлаждение фотоумножителя, подавляющее термоионную эмиссию, может существенно улучшить счетные характеристики. Оценить ожидаемый эффект можно, получив (для данного  $V_d$ ) характеристики для освещенного и затемненного фотоумножителя. Их разность даст характеристику, соответствующую отсутствию термоэмиссии, т. е. достаточно глубокому охлаждению фотоумножителя.

Электронная техника, применяемая в методе счета фотонов, достаточно сложна и очень быстро совершенствуется. Поэтому здесь нет ни возможности, ни необходимости описывать ее подробно. К счастью для астрофизиков, бурное развитие ядерной физики привело к разработке и серийному выпуску промышленностью практически всей необходимой аппаратуры: и широкополосных усилителей, и дискриминаторов, и счетчиков импульсов со встроенными датчиками экспозиции и выходом на печать. Астрофизику есть, пожалуй, смысл самому построить лишь импульсный усилитель, помещаемый в корпусе фотоумножителя. Такой усилитель, при применении современной полупроводниковой техники, очень компактен. Вся остальная стандартная аппаратура может размещаться в удобном для наблюдателя месте на достаточном расстоянии от телескопа.

в) Сравнение различных методов измерения токов фотоумножителей. Метод прямого усиления постоянного тока — метод постоянного отклонения, дающий мгновенные, текущие значения фототока, позволяет очень хорошо видеть наличие атмосферных помех и браковать недоброкачественные наблюдения. Он совершенно незаменим при необходимости непрерывного слежения за блеском звезд, например, для выявления вспышек звезд и их детального наблюдения. Но обработка наблюдений, выполненных по этому методу, гораздо более кропотлива, вносит некоторый субъективный элемент при осреднении отброса и исключает возможность непосредственной выдачи результата наблюдений на ЭВМ. Кроме того, при наблюдении очень слабых звезд, отброс для которых лишь незначительно превышает уровень шумов, измерение становится весьма затруднительным, даже если вести его продолжительное время. От этих недостатков свободен метод интегрирования. Он дает совершенно определенный результат измерения, который может быть непосредственно отсчитан, выдан на печать или записан на перфоленте для введения в ЭВМ. Для слабейших объектов он дает при достаточно длинной экспозиции или, что лучше, достаточном числе отдельных более коротких экспозиций, вполне уверенный результат. Но главным недостатком метода интегрирования является его «слепота»: при его применении (если только не делать ряда последовательных измерений) нет возможности судить о качестве неба, а следовательно, и о качестве наблюдений. Поэтому метод интегрирования целесообразно дополнять наблюдениями по методу постоянного отклонения,

которые служат лишь для суждения о качестве наблюдений. Литтауер осуществил это и при применении операционного интегрирующего усилителя.

Оба рассмотренных метода позволяют перекрывать огромные интервалы световых потоков — от слабейших до наибольших, ограничиваемых лишь допустимыми засветками фотоумножителя. Но при этом приходится пользоваться набором входных высокоомных сопротивлений и конденсаторов, которые, как уже отмечалось, требуют постоянной относительной калибровки. Преимущество метода счета фотонов, как и метода интегрирования, в выдаче непосредственного отсчета, а также в отсутствии влияния утечек и, по-видимому, в несколько большей проникающей способности при наблюдении слабейших объектов. Преимуществом его является и отсутствие каких-либо входных сопротивлений, которые подлежат калибровке. Весь диапазон световых потоков перекрывается с одним и тем же входным контуром импульсного усилителя. Но метод счета фотонов не сочетается с контролем условий наблюдений методом постоянного отклонения. Главнейшим же недостатком метода является ограничение наблюдения более ярких объектов из-за слияния импульсов. При больших световых потоках число импульсов нарастает медленнее, и тем медленнее, чем интенсивнее световой поток. Это приводит к нарушению линейности между измеряемым световым потоком и числом регистрируемых импульсов. Резюмируя, можно признать, что метод счета фотонов наиболее пригоден для наблюдения слабейших объектов. Интегрирование же фотополюков посредством операционного усилителя является достаточно простым методом, позволяющим перекрывать огромные интервалы блеска звезд.

**§ 138. Одноканальный электрофотометр.** Резюмируя изложенное в предыдущих параграфах, можно представить себе наиболее эффективную схему одноканального звездного электрофотометра следующим образом. За офсетным устройством, которое непосредственно крепится к телескопу, следует оптико-механический блок, термостатируемый, чтобы стабилизировать излучение фотометрического стандарта и спектральную прозрачность светофильтров. Корпус фотоумножителя предусматривает охлаждение его с поддержанием достаточно стабильной низкой температуры. При этом принимаются меры против запотевания линзы Фабри и для понижения ее теплового воздействия на фотокатод фотоумножителя. Отсек, в котором располагается делитель напряжения, тщательно теплоизолируется и осушается, а при применении усилителя постоянного тока с высокоомными входными сопротивлениями и термостатируется. Кабели, идущие от блока фотоумножителя к измерительной и регистрирующей аппаратуре, могут быть достаточной длины, и эта аппаратура может располагаться как в подкупольном пространстве, так и в каком-либо другом соседнем помещении.

Все основные операции управления электрофотометром (смена диафрагм поля, включение фотометрического стандарта и контрольного подсмотра, смена светофильтров) желательно осуществлять дистанционно. Эти операции могут и программироваться; в программу вводится их последовательность и времена экспозиций при наблюдении фотометрического стандарта и объекта, так же как и соответствующие чувствительности усилителя (при наблюдении методом постоянного отклонения или интегрирования). Программа может корректироваться перед каждым наблюдением. Весьма желательно иметь выход наблюдательных данных на печать с указанием всех тех обстоятельств наблюдения (времени, фильтров, чувствительности и т. д.), а также порядковые номера наблюдения и звезды.

В настоящее время существует очень большое число электрофотометров, начиная от простейших и кончая весьма совершенными автоматизирован-

ными системами. Описания их постоянно появляются в периодической литературе.

В качестве примера одноканального звездного электрофотометра опишем кратко очень простой прибор, оказавшийся, однако, весьма эффективным в работе. Этот электрофотометр разработан на Южной станции Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга В. П. Лютым. Блок-схема его приведена на рис. 214, его внешний вид — на рис. 215, а регистрирующая аппаратура — на рис. 216. Приемником служит

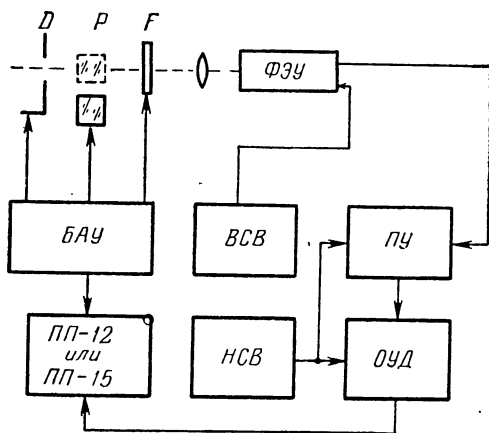


Рис. 214.

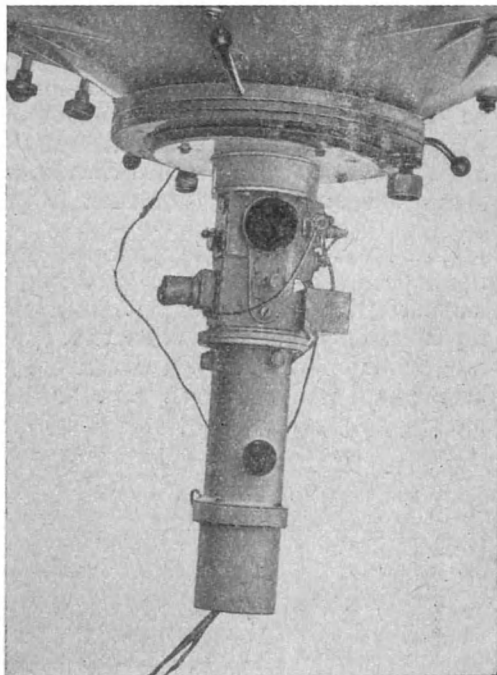


Рис. 215.

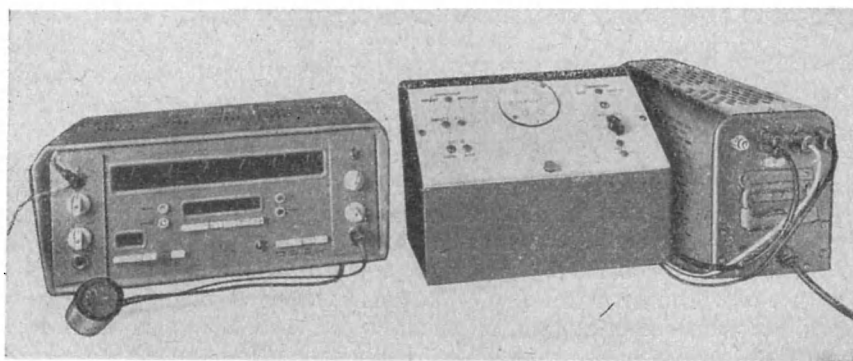


Рис. 216.

фотоумножитель ФЭУ (EMI 6256 S) с темновым током около 20 импульсов в секунду при обычной температуре. Ни охлаждения фотоумножителя, ни термостатирования оптико-механического блока в электрофотометре нет. Схема измерения фототока — методом счета фотонов. Сигнал от фотоумножителя поступает на предусилитель ПУ, расположенный рядом, затем по коаксиальному кабелю на оконечный усилитель-дискриминатор ОУД, а с последнего

на регистрирующий прибор, в качестве которого используются пересчетные приборы типа ПП-12 или ПП-15. Питание аппаратуры обеспечивается стабилизированными выпрямителями высокого *ВСВ* и низкого *НСВ* напряжения. Блок автоматического управления *БАУ* осуществляет переключение фильтров *F*, прыгающей диафрагмы поля *D* (сдвигающейся на 1,5 своего диаметра), включение люминофора, заблокированного с призмой *P* подсмотрового устройства, пуск регистрирующего прибора и включение печатающего устройства (при применении ПП-15). В автоматическом режиме работы электрофотометра используются экспозиции от 2 до 10 сек, последняя при работе на 48-см рефлекторе обеспечивает накопление 10 000 импульсов (точность 1%) от звезды 13<sup>m</sup>. Максимальная скорость счета, при которой сохраняется линейность, 10<sup>5</sup> имп/сек, что соответствует звезде 6<sup>m</sup>,5. Полное время наблюдения звезды в трех фильтрах (с фоном) составляет 5 минут.

§ 139. Многоканальные электрофотометры являются комбинацией в одном приборе двух и большего числа одноканальных электрофотометров и предназначаются для одновременных наблюдений одного и того же объекта в разных спектральных областях, одновременного наблюдения объекта и фона или одновременного же наблюдения двух звезд, например, переменной и звезды сравнения. Сигналы, поступающие от разных каналов, могут обрабатываться как независимо, так и поступать в общую измерительную систему, которая выдает предварительно обработанный результат: блеск звезды,

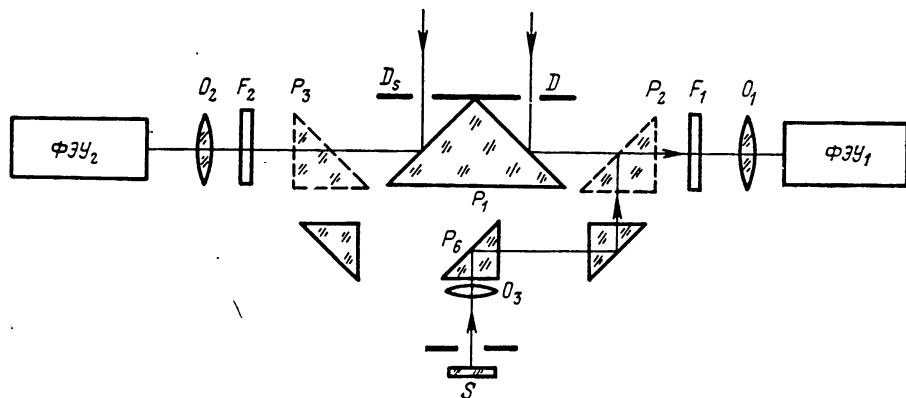


Рис. 217.

освобожденный от влияния фона неба, и т. д. Ввиду большого разнообразия существующих многоканальных электрофотометров мы рассмотрим здесь лишь представителей трех основных типов.

а) Электрофотометры с одновременным учетом фона неба. Ввиду того, что яркость фона неба подвержена заметным колебаниям, достигающим иногда нескольких процентов за считанные минуты, то при наблюдении слабейших небесных объектов последовательные измерения звезды+фон и фона могут привести к потере точности. Можно, конечно, и на одноканальном электрофотометре быстро чередовать наблюдения звезды+фон и фона, например, при помощи диафрагм-спутников, и применить метод счета фотонов или интегрирование, осуществляя регистрацию по двум каналам. Но при наблюдении слабых звезд наличие фона требует значительного увеличения времени наблюдения. Для сокращения последнего Джонсон разработал специальный двухканальный электрофотометр с одновременным наблюдением фона, а Хилтнер, Баум, Джонсон и Сэндидж по этому же принципу построили даже шестиканальный колориметр.

Принципиальная оптическая схема двухканального фотометра Джонсона приведена на рис. 217. Свет, прошедший через основную диафрагму поля  $D$  и ее спутник  $D_s$ , падает на две алюминированные грани призмы  $P_1$ , и после отражения от них проектируется линзами Фабри  $O_1$  и  $O_2$  на фотокатоды фотоумножителей  $\Phi Э У_1$  и  $\Phi Э У_2$ . В оба канала могут вводиться светофильтры  $F_1$  и  $F_2$ . В фотометре Джонсона не предусмотрена калибровка обоих каналов при помощи одного фотометрического стандарта, но не представляет труда осуществить такую калибровку посредством простой оптической системы. А это очень важно для учета относительных изменений чувствительности обоих каналов. Возможное решение представлено также на рис. 217. Здесь  $S$  — фотометрический стандарт;  $O_3$  — линза, аналогичная линзе  $O_4$  на рис. 202;  $P_3$  — призма с прецизионным поворотом на  $180^\circ$ , а  $P_2$  и  $P_3$  — подвижные призмы. Измерения фототоков в таком электрофотометре могут вестись любым методом.

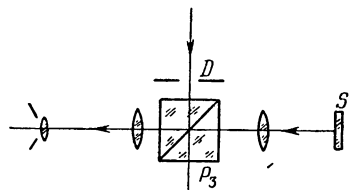


Рис. 218.

б) Многоканальные электрофотометры — электроколориметры для одновременных наблюдений в нескольких спектральных областях. Здесь могут использоваться различные средства разделения спектральных областей: светоделительные дихроичные светофильтры, диспергирующие системы с призмами или дифракционной решеткой, а также специальные интерференционно-поляризационные светофильтры, выделяющие ряд спектральных полос. Последняя система, осуществленная Вальравенами, дает определенное соотношение между положениями этих полос и не обладает поэтому необходимой гибкостью их выбора. Наилучшими являются системы с применением диспергирующего элемента. На рис. 218 приведена оптическая схема трехканального электроколориметра, разработанного Н. А. Димовым. В нем использованы две кварцевые призмы  $P_1$  и  $P_2$ . Его оптико-механический блок совершенно аналогичен блоку обычного одноканального электрофотометра. Здесь  $D$  — круглая диафрагма поля,  $P_3$  — двоянная подвижная призма, служащая для контроля положения звезды в диафрагме и для введения в оптический путь света от фотометрического стандарта  $S$ . Зеркала  $M_1$  и  $M_2$  — внеосевые. В плоскости  $A$ , где получается изображение спектра, располагается светоделитель, проектирующий три различные спектральные области на три отдельных фотоумножителя. Принцип его работы поясняет рис. 219. В плоскость изображения спектра можно вводить маску  $B$ , которая и выделяет три необходимых участка спектра. За маской располагаются две призмы  $P_4$  и  $P_5$ , направляющие свет от спектральных областей  $I$  и  $II$  на фотоумножители  $\Phi Э У_1$  и  $\Phi Э У_2$  соответственно. Свет от спектральной области  $III$  проходит к  $\Phi Э У_3$  непосредственно.  $O_1$ ,  $O_2$  и  $O_3$  — линзы Фабри. Измерение фототоков ведется по трем независимым измерительным каналам и может осуществляться как по методу счета фотонов, так и по методу постоянного отклонения. Применение последнего метода необходимо для регистрации быстрых изменений блеска звезд одновременно в трех спектральных

областях, например, при наблюдении вспыхивающих звезд. Недостатком описываемого прибора является необходимость очень точной гидрировки наблюдаемой звезды. Действительно, при ее смещении в диафрагме  $D$  весь спектр сместится по направлению дисперсии и в результате изменятся границы областей пропускания.

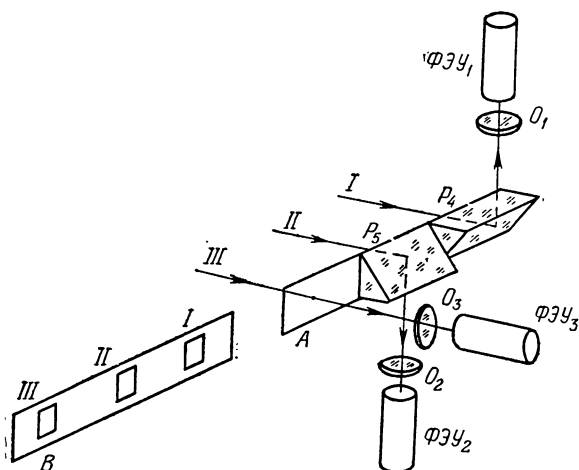


Рис. 219.

Общий вид трехканального электроколориметра приведен на рис. 220.

в) Электрофотометры для одновременного наблюдения двух звезд. Решение задачи одновременного наблюдения двух звезд может идти по двум путям. С одной стороны, можно свести в двухканальный электрофотометр свет от сравниваемых звезд, находящихся одновременно в поле зрения телескопа, которое для этого должно быть достаточно большим, как, например, в кассегреновском фокусе телескопов

системы Ричи — Кретьена, где хорошее поле может достигать  $1^\circ$  и даже более. С другой стороны, можно вести одновременные наблюдения на двух телескопах, канализируя полученные фототоки в общую измерительную схему. Для этого специально построен двойной высокоавтоматизированный

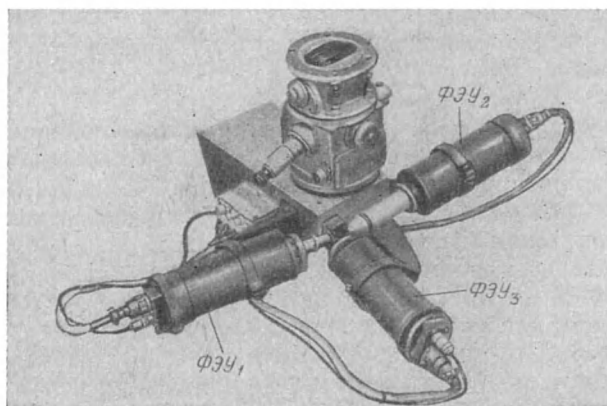


Рис. 220.

40-см телескоп Эдинбургской обсерватории, описанный Лоуренсом и Рэддишем. Очень интересен также проведенный У. Вейсманом в Тартуской астрофизической обсерватории опыт непосредственного сравнения блеска двух звезд, наблюдаемых одновременно на двух независимых телескопах при помощи единой регистрирующей аппаратуры. Что же касается первого пути, то здесь можно описать прибор, разработанный Мак-Кордом и применяемый на обсерваториях Маунт Вилсон и Маунт Паломар для наблю-



дения переменных звезд и сравнения между собой участков лунной поверхности.

Оптическая схема прибора представлена на рис. 221. Плоскость чертежа совпадает с фокальной плоскостью телескопа. В центре поля на оптической оси телескопа расположено под углом в  $45^\circ$  к плоскости поля зеркало  $S_1$ . Вдоль по радиусу поля  $S_1R$  может передвигаться зеркало  $S_2$ , аналогичное  $S_1$  и механически связанное с зеркалом  $S_3$  так, что последнее при перемещении  $S_2$  по радиусу поля перемещается по оси  $RD$ . На рис. 221, а цифрами I и II показаны два положения узла  $S_2 - S_3$ . Под углом в  $45^\circ$

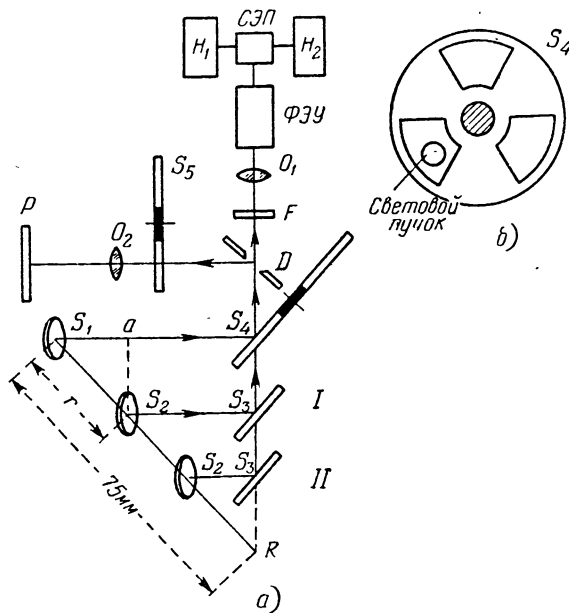


Рис. 221.

к оси  $RD$  установлена зеркальная трехлопастная вращающаяся с частотой 30 гц диафрагма  $S_1$  (рис. 221, б), которая попеременно либо отражает к диафрагме поля  $D$  свет от звезды, находящейся в центре поля (по пути  $S_1S_4D$ ), либо пропускает свет от звезды, находящейся на расстоянии  $r$  от центра поля (по пути  $S_2S_3D$ ). За диафрагмой поля  $D$ , как и во всяком электрофотометре, располагаются светофильтры  $F$ , линза Фабри  $O_1$  и фотоумножитель  $\Phi Э У$ . За фотоумножителем установлен синхронный электронный переключатель  $С Э П$ , который переключает выход  $\Phi Э У$  на соответствующий измерительный канал, когда либо полностью отражается от вращающейся диафрагмы  $S_4$  весь пучок от первой (центральной) звезды либо полностью проходит через сектор весь пучок от второй звезды. Измерение фототоков может вестись по методу накопления (интегрирование, счет фотонов) при помощи накопителей  $H_1$  и  $H_2$ .

Наводка на измеряемые объекты осуществляется в полярных координатах. На оптическую ось телескопа ставится один объект измерения, а для установки второго зеркало  $S_2$  смещается на расстояние  $r$ , равное расстоянию между изображениями сравниваемых объектов, после чего вращением всего прибора по позиционному углу центр зеркала  $S_2$  совмещается с изображением второго объекта. При любом положении зеркал  $S_2$  и  $S_3$  положение фокальной плоскости для обоих объектов будет одинаковым, так как  $S_1a = S_4S_3D$ , и, следовательно, всегда  $S_1S_4D = S_2S_3D$ . При наблюдении слабейших

звезд, когда одновременный учет фона неба становится весьма важным, можно сочетать рассматриваемую оптическую схему со схемой Джонсона, поставив за диафрагмой  $D$  алюминированную призму и ведя измерения при помощи двух фотоумножителей по схеме, аналогичной рис. 217.

Схема, предложенная Мак-Кордом, весьма удобна и для визуальных наблюдений и фотографирования участков, выделяемых из некоторого протяженного объекта. Для этого диафрагма поля изготавливается в зеркальном диске, который ставится под углом в  $45^\circ$  к оси  $RD$ . Изображение поля с находящейся на нем диафрагмой  $D$  может либо наблюдаться визуально, либо фотографироваться при помощи объектива  $O_2$ . Для выделения одной из двух сравниваемых областей перед  $O_2$  ставится черненная трехлопастная диафрагма  $S_3$ , вращающаяся синхронно с зеркальной диафрагмой  $S_1$ . Но лопасти черненной диафрагмы могут смещаться относительно оси объектива на  $60^\circ$ , пропуская на фотопластинку  $P$  или в заменяющий ее окуляр только один из наблюдаемых объектов.

#### § 140. Некоторые специальные задачи фотоэлектрической астрофотометрии.

а) Электрофотометрическое изучение объектов с очень короткими и точно известными периодами изменения блеска. К таким объектам в первую очередь относятся пульсары. Их периоды лежат в пределах от нескольких секунд и до сотых долей секунды; в то же время пульсары являются очень слабыми объектами ( $13^m$  в максимуме и слабее). Очевидно, что применение здесь обычных электрофотометрических методов совершенно невозможно даже на самых больших телескопах. Однако периоды изменения блеска пульсаров известны с очень большой точностью из радиоастрономических наблюдений. Отсюда и появляется возможность фотометрического изучения этих объектов. Разобьем весь период  $P$  на  $n$  ( $> 100$ ) равных интервалов фаз изменения блеска  $\Delta\varphi_i = \varphi_{i+1} - \varphi_i$ , где  $\varphi_{i+1}$  и  $\varphi_i$  — значения  $(i+1)$ -й и  $i$ -й фаз. Применим электронный переключатель, который с периодом  $P$ , равным периоду изменения блеска пульсара, будет переключать счет импульсов на соответствующие каналы многоканального счетчика импульсов (число каналов равно  $n$ ). Ведя наблюдение пульсара в течение длительного времени (около получаса и даже дольше), накопим в каждом канале достаточное число импульсов и получим в результате точную кривую (гистограмму) изменения блеска пульсара. Описанный метод был успешно применен Куком, Сиснеем и Тейлором.

б) Электрофотометрическое сравнение объектов с очень большой разницей блеска. Для непосредственной привязки блеска Солнца и его короны, Солнца и Луны или Луны к звездам первой и второй величины необходимо перекрыть интервал около  $14^m$ . Для непосредственной же привязки Солнца к звездам надо перекрыть интервалы в  $28^m$ , а лучше и в  $30^m$ . Из предложенных для этого методов рассмотрим метод, основанный на применении рассеивающего экрана. Принципиальная схема ослабления светового потока по этому методу приведена на рис. 222. Более слабые источники (звезды при сравнении с Луной или корона и Луна при сравнении с Солнцем) наблюдаются непосредственно в фокусе объектива  $O_1$  через диафрагму поля  $D_1$  (рис. 222, а). Линза Фабри  $O_2$ , имеющая достаточные размеры и для наблюдения таких протяженных объектов, как корона, проектирует выходной зрачок системы на фотокатод фотоумножителя  $\PhiЭУ$ , ток которого измеряется соответствующей аппаратурой.

Для фотометрической калибровки наблюдений используется тот или иной источник постоянного излучения  $L$ , освещающий диафрагму  $D_2$ , изображение которой проектируется на фотокатод посредством линзы  $O_3$  и движ-

ной призмы  $P$ . Это изображение должно совпадать по размеру и положению с выходным зрачком основной оптической системы. При наблюдении наиболее слабых объектов (звезды) в качестве источника  $L$  используется люминофор постоянного действия (РЛИ), а для более ярких объектов (Луна, солнечная корона) можно использовать пластинку из молочного или матового стекла, освещенную лампочкой накаливания, режим накала которой поддерживается со всей возможной точностью. Узел источника постоянного

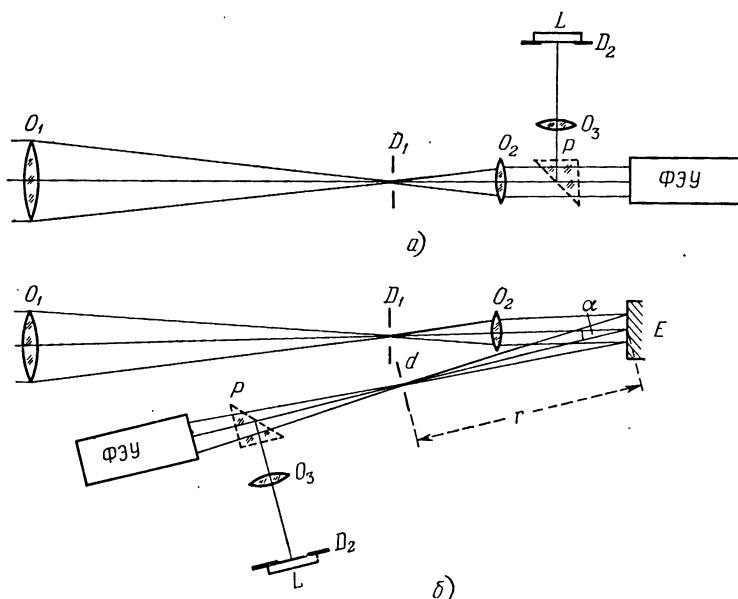


Рис. 222.

излучения  $L=O_3=P$  входит в состав блока фотоумножителя. При наблюдении более яркого из сравниваемых источников на место фотокатода ставится рассеивающий экран  $E$  из бария или окиси магния, обладающий практически нейтральным спектральным отражением (см. рис. 222, б). Блок фотоумножителя переносится за малую, точно измеренную диафрагму  $d$  на такое расстояние, чтобы размер освещаемой части фотокатода был бы возможно более близок к размеру окулярного значка. Элементарный фотометрический расчет показывает, что коэффициент ослабления в данной схеме будет равен

$$n = \frac{1}{\delta} \left( \frac{\rho}{r} \right)^2 \sec \alpha, \quad (4.80)$$

где  $\delta$  — коэффициент рассеянной яркости экрана (считаем его неселективным),  $r$  — расстояние от центра экрана до диафрагмы  $d$ , а  $\rho$  — радиус последней. Принимая для баритового экрана  $\delta \approx 0,96$ , далее принимая  $\alpha = 15^\circ$ ,  $\rho = 0,5$  мм,  $r = 300$  мм, находим, что ослабление составит  $\sim 14^m$  при весьма компактных размерах ослабителя. При работе в ультрафиолетовой области спектра объектив  $O_1$  также может быть заменен внеосевой системой Кассегрена.

При сравнении ярких источников: Солнце — Луна и Солнце — корона чувствительность приемной аппаратуры должна быть на  $14^m$  —  $15^m$  меньше, чем при сравнении Луны со звездами. Такое понижение чувствительности проще всего осуществляется закорачиванием ряда последних диодов с анодом фотоумножителя. Описанная оптическая схема ослабления светового

потока применялась В. Б. Никоновым и Е. К. Никоновой при фотометрии солнечной короны и Е. К. Никоновой для определения звездной величины Солнца и Луны. При сравнении Солнца со звездами наибольшую трудность представляет учет дневной экстинкции при наблюдении Солнца. Для этого используется метод Бугера — в лучшем случае по наблюдению Солнца до и после меридиана, что дает несколько лучшие результаты, учитывая в какой-то степени монотонные изменения экстинкции. Но при применении этого метода всегда есть опасность внесения систематических ошибок. Наиболее совершенным способом при наблюдении Солнца был бы учет экстинкции по наблюдению днем звезд первой величины, внеатмосферные величины которых надежно определены из обычных ночных наблюдений. Конечно, здесь возникает большая трудность из-за очень яркого фона дневного неба ( $\sim 4^m$  с квадратной секунды). Но если есть возможность использовать диафрагму поля порядка  $5''$  в диаметре, то эффект фона неба будет соответствовать примерно звезде первой величины, что позволит провести достаточно надежную фотометрию звезды с таким блеском.

**§ 141. Обработка электрофотометрических наблюдений.** Как уже отмечалось в § 133, *инструментальная видимая звездная величина* определяется выражением

$$m(z, t) = -2,5 \lg \frac{n(z, t)}{n_s}, \quad (4.81)$$

где  $n(z, t)$  — отсчет прибора (для момента  $t$ , когда звезда находилась на зенитном расстоянии  $z$ ), освобожденный от эффекта фона неба, а  $n_s$ , как всегда — отсчет от фотометрического стандарта, исправленный, если необходимо, за температуру. Оба отсчета приводятся к одной чувствительности измерительной аппаратуры. Совершенно очевидно, что изменение общей чувствительности в  $k$  раз одинаково изменит  $n(z, t)$  и  $n_s$ , и в выражении (4.81) значение  $m(z, t)$  не изменится. Выражение для инструментальной видимой величины в развернутом виде может быть представлено так:

$$m(z, t) = -2,5 \lg \left\{ \frac{K_a}{n_s} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda) \sigma(\lambda) [p(\lambda, t)]^{M(z)} E(\lambda) d\lambda \right\}, \quad (4.82)$$

где  $\sigma(\lambda)$  — относительная спектральная чувствительность аппаратуры,  $K_a$  — абсолютная спектральная чувствительность в ее максимуме,  $f(\lambda)$  — спектральная прозрачность светофильтра,  $p(\lambda, t)$  — коэффициент прозрачности атмосферы, зависящий от времени  $t$ ,  $M(z)$  — масса воздуха, на которой наблюдалась звезда,  $E(\lambda)$  — спектральная плотность энергетической освещенности от данной звезды вне атмосферы.

Под наблюдаемым *цветовым эквивалентом* (или просто *цветом*), который служит некоторой мерой распределения энергии в спектре небесного тела, понимается выраженное в шкале звездных величин отношение отсчетов прибора для двух различных светофильтров —  $f_i(\lambda)$  и  $f_j(\lambda)$ . Из данного определения следует:

$$C_{ij}(z, t) = -2,5 \lg \frac{n_i(z, t)}{n_j(z, t)} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} f_i(\lambda) \sigma(\lambda) [p(\lambda, t)]^{M(z)} E(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{j1}}^{\lambda_{j2}} f_j(\lambda) \sigma(\lambda) [p(\lambda, t)]^{M(z)} E(\lambda) d\lambda}. \quad (4.83)$$

Принимая симметричную схему наблюдения (см. § 132), оба отсчета, каждый из которых берется как среднее из двух, относят к одному моменту

времени — середине наблюдения. Весьма существенно, что цветовой эквивалент определяется как отношение двух отсчетов (приводимых к одной чувствительности измерительной аппаратуры) и поэтому совершенно не зависит от общей чувствительности аппаратуры. Следовательно, при измерениях цветowych эквивалентов наблюдение фотометрического стандарта не является необходимым.

Выражения (4.82) и (4.83) зависят от экстинкции и спектральной чувствительности аппаратуры, определяющей фотометрическую систему, в которой ведутся наблюдения (см. главу XXV). Обработка наблюдений и заключается в освобождении наблюдений от влияния атмосферы, т. е. в получении внеатмосферных значений блеска звездной величины и цветового эквивалента звезды (см. § 130), а в случае изменения спектральной чувствительности (в процессе выполнения работы) и приведения всех наблюдений к одной фотометрической системе. Учет ослабления света в земной атмосфере уже был рассмотрен в главе XXIII.

Для контроля за постоянством фотометрической системы необходимо систематически перенаблюдать звезды, относящиеся к различным спектральным классам и имеющие различный блеск, получая их внеатмосферные инструментальные звездные величины. Сопоставление получаемых значений цветowych эквивалентов  $C'_0$  и звездных величин  $m'_0$  с найденными ранее  $C_0$  и  $m_0$  позволит выявить изменения в системе, а в случае необходимости и определить коэффициенты редукционных формул

$$\left. \begin{aligned} C_0 &= a + bC'_0, \\ m_0 &= m'_0 + \alpha + \beta C'_0, \end{aligned} \right\} \quad (4.84)$$

которые обычно с достаточной точностью учитывают постепенные изменения инструментальной системы. Другой путь — систематическое переопределение спектральной чувствительности всей фотометрической установки, описанное в следующем параграфе.

**§ 142. Исследование электрофотометрической аппаратуры.** Применяемая для наблюдений электрофотометрическая аппаратура должна тщательно исследоваться на пропорциональность ее реакции измеряемым световым потокам. Необходимо также держать под контролем фотометрическую систему, т. е. спектральную чувствительность всей установки, включая и селективные свойства телескопа. Исследование аппаратуры на линейность можно проводить по частям: отдельно исследуется фотоумножитель, отдельно — усилители и измерительный прибор. Но гораздо целесообразнее исследовать всю аппаратуру в целом. Это и существенно экономичнее по времени. Такое исследование можно вести и лабораторным путем и по звездам.

При проведении исследования совершенно необходимо освещать всегда одну и ту же часть фотокатода. Если электрофотометр снабжен фотометрическим стандартом, то, вынув последний из прибора, можно поставить на его место матовую стеклянную пластинку, освещенность которой и менять тем или иным способом в строго известном отношении. Это может быть осуществлено посредством фотометрической скамьи, по которой перемещается источник света, изменяя освещенность на матовой пластинке по закону обратных квадратов расстояний. При этом надо очень тщательно исключать влияние рассеянного света. Если перемещать источник света от 1 до 10 м, то будет перекрыт диапазон в 5<sup>m</sup>. Для подбора нужного уровня освещенности и дополнительного расширения его диапазона можно применять ослабляющие приспособления: вращающиеся секторные диафрагмы или светофильтры,

величина поглощения которыми определяется в рабочих условиях на той же установке.

Изложенный способ надежен и общедоступен, но несколько громоздок. Более изящен и удобен в работе описанный Беннетом метод трех поляроидов, но его применение требует осуществления некоторой достаточно прецизионной конструкции. Три поляроида устанавливаются таким образом, что оси двух внешних строго параллельны (с точностью до  $1'$ ), тогда как третий, внутренний, может вращаться по отношению к ним. Его поворот должен осуществляться и отсчитываться с очень большой точностью. Если отсчитывать угол поворота  $\theta$  от того положения, когда оси всех трех поляроидов параллельны, то ослабление пропускания системой поляроидов будет

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \cos^4 \theta$$

с точностью до  $0,1\%$ , если ввести ослабление до  $5^m - 6^m$ . Расширить диапазон можно, применяя дополнительное ослабление света хотя бы при помощи светофильтров. Наблюдения целесообразно вести через светофильтр, выделяющий спектральную область, в которой поляроиды дают наилучшее гашение света. Весьма существенно, что в рассматриваемом устройстве плоскость поляризации света не меняется при изменении интенсивности света. Это исключает возникновение систематических ошибок, если фотомножитель чувствителен к изменению поляризации падающего на него света.

Линейность аппаратуры можно исследовать и по наблюдению звезд. Для этого выбирается область с очень надежными внеатмосферными стандартами, определенными в фотометрической системе, возможно более близкой к инструментальной, в которой ведется исследование. При этом необходимо, чтобы и самые яркие и самые слабые звезды не различались систематически по цвету. Полученные инструментальные внеатмосферные величины звезд сопоставляются со стандартными величинами. Линейность в соотношении между ними и будет подтверждением линейности исследуемой аппаратуры. Наиболее совершенно такие исследования можно будет проводить, когда будет создана система точных внеатмосферных спектрофотометрических стандартов в ограниченной области неба — от самых ярких до слабейших звезд. Тогда, проводя наблюдения через какой-либо узкополосный интерференционный светофильтр и получая квазимонохроматические внеатмосферные величины звезд, можно будет совершенно не заботиться о спектральном составе излучения используемых звезд.

Весьма важно располагать возможно более точной информацией об относительной спектральной чувствительности применяемой аппаратуры. Это позволяет не только точно знать, какие области звездного излучения охватываются наблюдениями, что необходимо для дальнейшей их интерпретации, но и дает возможность следить за изменениями селективных свойств аппаратуры, как постепенными, обусловленными, например, старением зеркал телескопа, так и сезонными, связанными с температурными эффектами (если их влияние не устранено применением термостатирования в электрофотометре). Относительная спектральная чувствительность электрофотометрической аппаратуры  $\sigma(\lambda)$  складывается из спектральной чувствительности фотомножителя  $\chi(\lambda)$ , спектральной прозрачности оптики электрофотометра  $o(\lambda)$  (линза Фабри и защитные кварцевые пластинки, если они имеются) и спектрального отражения от зеркал телескопа или спектральной прозрачности его объектива  $r(\lambda)$ :

$$\sigma(\lambda) = r(\lambda) o(\lambda) \chi(\lambda).$$

При применении светофильтра со спектральной прозрачностью  $f(\lambda)$  результирующая спектральная чувствительность будет, очевидно, равна  $f(\lambda)\sigma(\lambda)$ .

Наиболее просто и точно определяется спектральная прозрачность светофильтров  $f(\lambda)$ . Для этого можно использовать любой лабораторный спектрофотометр, позволяющий вести измерения в области от 3000 и до 10000 Å. Исследование спектральной чувствительности фотоумножителя можно также провести при помощи лабораторного монохроматора, используя источники света с известным распределением энергии в спектре (лампа накаливания для видимой и инфракрасной области спектра и водородная лампа для ультрафиолетовой). Если определены спектральные оптические потери в монохроматоре и проектирующих линзах, то будет известно и значение энергетического потока  $\Phi(\lambda)$  (для нашей задачи достаточно относительного), выходящего из системы монохроматора и проектируемого на фотоумножитель. Измеряя соответствующую реакцию фотоумножителя  $n(\lambda)$ , находим отношение  $n(\lambda)/\Phi(\lambda)$ . Нормируя его затем из условия  $n(\lambda)/\Phi(\lambda)_{\max}=1$ , находим искомую относительную спектральную чувствительность фотоумножителя. Очевидно, что на той же установке можно исследовать и спектральную чувствительность фотоумножителя вместе со светофильтрами. При лабораторном исследовании спектральной чувствительности фотоумножителя мы сталкиваемся с трудностью точного воспроизведения структуры и условий проектирования монохроматического потока на фотокатод, имеющих место при наблюдении на телескопе. Так, например, в системе Кассегрена освещаемая часть фотокатода имеет форму «бублика». Следует также учитывать, что световые потоки, выходящие из монохроматора, являются в какой-то мере поляризованными.

Очень трудная задача — определение спектральных потерь в оптике телескопа. В большинстве случаев их считают известными: для объектива — на основании данных о спектральной прозрачности использованных сортов стекол и конструкции объектива, а для рефлекторов — беря некоторые средние значения для спектральной отражающей способности алюминиевого покрытия, что не выдерживает никакой критики, так как последняя в большой степени зависит от технологии нанесения алюминиевого слоя, а также и от его возраста. Исходя из сказанного, очевидно, что наиболее правильным является определение в рабочих условиях относительной спектральной чувствительности  $\sigma(\lambda)$  всей электрофотометрической установки в целом, включая и телескоп. Это осуществимо посредством наблюдения звезд с известным распределением энергии в их спектрах (спектрофотометрических стандартов) через вспомогательные узкополосные интерференционные светофильтры с полуширинами полос пропускания  $\sim 25 - 50$  Å, перекрывающими весь диапазон спектральной чувствительности исследуемой электрофотометрической установки через интервалы в 250 — 500 Å. Выбор светофильтров (желательно П-образных) делается с учетом характера распределения энергии в спектре используемого спектрофотометрического стандарта. Полосы пропускания светофильтров должны лежать в областях, свободных как от звездных, так и от теллурических полос и линий. Принимая один из светофильтров за основной (назовем его нулевым), будем относить к нему все цветовые эквиваленты, определяемые при помощи других ( $i$ -х фильтров). Наблюдаемые значения цветовых эквивалентов  $C_{0i}(z, t)$  для момента  $t$  и на зенитном расстоянии  $z$  будут равны

$$C_{0i}(z, t) = -2,5 \lg \frac{n_i(z, t)}{n_0(z, t)}, \quad (4.85)$$

где  $n_i(z, t)$  и  $n_0(z, t)$  — наблюдаемые отсчеты электрофотометра в  $i$ -м и 0-м светофильтрах соответственно. Применяя методику редукции наблюдаемых цветовых эквивалентов к внешней границе земной атмосферы, изложенную

в § 130, получим внеатмосферное значение

$$C_{0i} = C_{0i}(z, t) - k_c(t) M(z), \quad (4.86)$$

где  $k_c(t)$  — мгновенное значение фактора цветовой экстинкции, а  $M(z)$  — воздушная масса, на которой находилась звезда в момент наблюдения. Таким образом,  $C_{0i}$  находится непосредственно из наблюдений.

С другой стороны, внеатмосферный цветовой эквивалент определяется выражением

$$C_{0i} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \sigma(\lambda) \varphi_i(\lambda) E(\lambda) d(\lambda)}{\int_{\lambda_{01}}^{\lambda_{02}} \sigma(\lambda) \varphi_0(\lambda) E(\lambda) d(\lambda)}. \quad (4.87)$$

Здесь  $\sigma(\lambda)$  — спектральная чувствительность исследуемой установки;  $\varphi_i(\lambda)$  и  $\varphi_0(\lambda)$  — спектральная прозрачность вспомогательных светофильтров, определяемая лабораторно на спектрофотометре при той же апертуре светового пучка, как и в электрофотометре;  $\lambda_{i1}$ ,  $\lambda_{i2}$  и  $\lambda_{01}$  и  $\lambda_{02}$  — границы пропускания  $i$ -го и 0-го фильтров;  $E(\lambda)$  — известное относительное внеатмосферное распределение энергии для спектрофотометрического стандарта (относительная спектральная энергетическая освещенность, рассчитанная на единицу длины волны).

Учитывая узкополосность вспомогательных светофильтров и плавность хода  $\sigma(\lambda)$ , имеем

$$C_{0i} = -2,5 \lg \frac{\sigma(\lambda_i) \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \varphi_i(\lambda) E(\lambda) d\lambda}{\sigma(\lambda_0) \int_{\lambda_{01}}^{\lambda_{02}} \varphi_0(\lambda) E(\lambda) d\lambda} \quad (4.88)$$

и

$$\lambda_j = \frac{\int_{\lambda_{j1}}^{\lambda_{j2}} \lambda \varphi_j(\lambda) E(\lambda) d(\lambda)}{\int_{\lambda_{j1}}^{\lambda_{j2}} \varphi_j(\lambda) E(\lambda) d\lambda}, \quad (4.89)$$

где  $j=0, i$ . Зная  $\varphi(\lambda)$  и  $E(\lambda)$ , можно вычислить и значения «энергетических цветowych эквивалентов»

$$C_{ei} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} \varphi_i(\lambda) E(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{01}}^{\lambda_{02}} \varphi_0(\lambda) E(\lambda) d\lambda}. \quad (4.90)$$

Сопоставляя  $C_{0i}$  и  $C_{ei}$ , находим отношение  $\frac{\sigma(\lambda_i)}{\sigma(\lambda_0)}$  из выражения

$$\lg \frac{\sigma(\lambda_i)}{\sigma(\lambda_0)} = -0,4(C_{0i} - C_{ei}).$$

Полученные дискретные значения  $\frac{\sigma(\lambda_i)}{\sigma(\lambda_0)}$  позволяют графически построить всю кривую  $\frac{\sigma(\lambda)}{\sigma(\lambda_0)}$ , которая затем нормируется, исходя из условия  $\sigma(\lambda)_{\max} = 1$ ,



как это принято для относительной спектральной чувствительности, для чего необходимо значения  $\frac{\sigma(\lambda)}{\sigma(\lambda_0)}$  умножить на величину  $\frac{\sigma(\lambda_0)}{\sigma(\lambda)_{\max}}$ . Такое исследование полезно повторять через некоторые промежутки времени.

Спектральная чувствительность электрофотометрической установки определяется без светофильтров, применяемых в текущих наблюдениях. Это требует меньшего числа вспомогательных интерференционных светофильтров. Спектральная же прозрачность рабочих светофильтров  $f(\lambda)$  определяется отдельно на лабораторном спектрофотометре, и окончательная спектральная чувствительность электрофотометрической установки с учетом применяемых в работе светофильтров будет

$$\sigma_f(\lambda) = f(\lambda) \sigma(\lambda).$$

**§ 143. Применение приборов фотоэлектронного изображения в астрофотометрии.** Приборы фотоэлектронного изображения — электронные камеры, электронно-оптические преобразователи и суперорбитоны — сочетают в себе свойства фотоэлектрического и фотографического методов. Но их квантовый выход гораздо выше, чем у фотографических материалов, и они позволяют одновременно получать изображение большого числа объектов, как в обычной фотографии, в противоположность электрофотометрии, где одновременно наблюдается только один объект (звезда, элемент поверхности планеты или туманности и т. п.). Приборы фотоэлектронного изображения с успехом могут применяться в астрофотометрии, но каждый из них имеет свои специфические области применения, определяемые особенностями данного прибора. Как показали Влерик, Дюшен и Уокер, электронная камера обладает рядом свойств, исключительно благоприятных для астрофотометрических применений. Это, во-первых, высокая точность, приближающаяся к точности электрофотометрических измерений, во-вторых, однозначное соответствие между числом треков в электронографической эмульсии и числом падающих на нее фотоэлектронов, обеспечивающее пропорциональность между фотоэлектронной освещенностью электронографической пластинки и плотностью ее почернения. Линейность этого соотношения соблюдается до почернений, плотность которых равна трем и даже более.

Электронная камера очень эффективна для изучения тонкой структуры слабейших протяженных объектов, например, галактик, поскольку характеристики электронографических пластинок, дающие зависимость плотности почернения от освещенности, не имеют области недодержки. Проницающая способность электронной камеры исключительно высока. Согласно Влерику при применении больших телескопов в условиях хороших изображений, электронографический метод позволит наблюдать звезды до  $26^m$ . Поэтому электронная камера может с успехом применяться и для целей звездной фотометрии и, в частности, для распространения фотоэлектрических стандартов блеска и цвета на слабейшие звезды, уже недоступные для наблюдений с электрофотометрами. Действительно, на одной электронограмме можно получить изображение более яркого стандарта, измеренного электрофотометрически, и подлежащего измерению более слабого стандарта. Здесь не возникает трудности и в согласовании фотометрических систем электрофотометра и электронной камеры, так как в обоих случаях применяются те же типы фотокатодов и те же светофильтры. Кроме того, при электрофотометрических наблюдениях шум от фона неба соответствует площади всей рабочей диафрагмы электрофотометра ( $\sim 20 - 100$  кв. сек), тогда как в электронографии он соответствует только площади изображения звезды ( $\sim 1$  кв. сек).

Камера Лаллемана с большим катодом будет особо эффективна при применении многоцветной фотометрии для изучения наиболее удаленных областей нашей Галактики. При фотометрическом же изучении небольших звездных полей камера Крона имеет несомненные преимущества по сравнению с камерой Лаллемана, поскольку в ней применяется один и тот же фотокатод, который может быть тщательно исследован на распределение чувствительности по его поверхности. Спектракон, разработанный Мак Ги и его сотрудниками, оказался вполне пригодным для астрофотометрических применений при изучении небольших полей, например, шаровых скоплений и слабых, наиболее удаленных галактик.

Электронно-оптические преобразователи значительно менее пригодны для проведения фотометрических работ ввиду неизбежности введения обычного фотографического процесса, а отсюда и значительно меньшей точности фотометрирования. Кроме того, разрешающая сила их значительно меньше, чем у электронных камер. Но исключительная оперативность применения электронно-оптических преобразователей делает их незаменимыми при изучении слабых нестационарных звезд, меняющих блеск на несколько десятых звездной величины в течение ночи, а также для разведочных и поисковых работ: выявления наиболее интересных структурных элементов галактик для последующего их детального изучения методами электрофотометрии или электронографии и т. п. Электронно-оптические

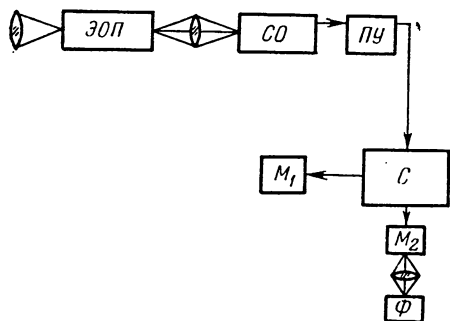


Рис. 223.

преобразователи могут, конечно, применяться и для поверхностной фотометрии. Достижимая здесь точность может быть оценена в  $0,^m1 - 0,^m2$ . Обработка фотометрических материалов, полученных при помощи электронно-оптических преобразователей, не отличается от обработки обычных фотографических наблюдений.

Применение замкнутой телевизионной системы (см. § 35) в астрофотометрии имеет свои особенности. В связи с этим опишем вкратце астрономическую телевизионную установку А. Абраменко, Л. Истомина и В. Прокофьевой, применяемую в Крымской астрофизической обсерватории. Блок-схема этой установки приведена на рис. 223. С фокальной плоскостью телескопа совмещается фотокатод многокаскадного электронно-оптического преобразователя ЭОП, являющегося предусилителем яркости и определяющим ту фотометрическую систему, в которой выполняются наблюдения. Оптическое изображение, получающееся на экране, перебрасывается на фотокатод суперорбитона СО, рядом с которым расположен предусилитель видеосигналов ПУ. Затем по кабелю видеосигнал направляется в основную стойку С, установленную в лабораторном помещении. Изображение наблюдаемого участка неба получается на двух мониторах,  $M_1$  и  $M_2$ . Первый служит для визуального наблюдения, отождествления и гидирования, а второй — для фотографирования наблюдаемой области или объекта при помощи кинокамеры Ф. В распоряжении наблюдателя находится пульт, который управляет движениями и фокусировкой телескопа, а также процессом фотографирования на мониторе  $M_2$ .

Благодаря замкнутости системы, в ней применена простейшая система раstra с плавающей строкой, обеспечивающая получение бесстрочного равномерного изображения, что очень важно для звездной фотометрии.

Число строк — регулируемое (до 2000). Число кадров также регулируемое. Имеется также возможность накопления потенциального рельефа на мишени (считывание с нее через определенное число кадров). Для визуального наблюдения при работе в этом режиме монитор  $M_1$  имеет экран с достаточно длительным послесвечением. Для повышения чувствительности установки

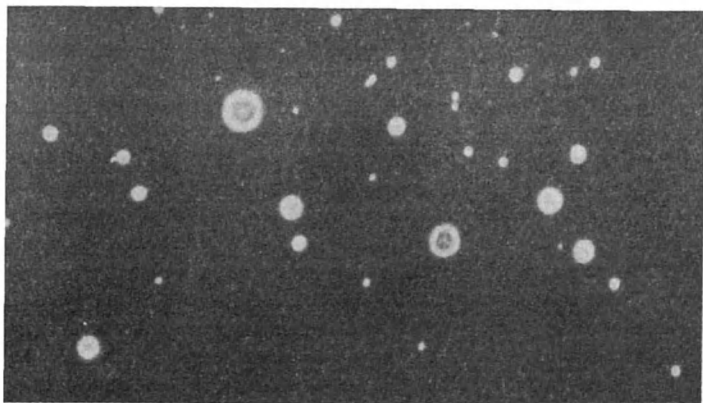


Рис. 224.

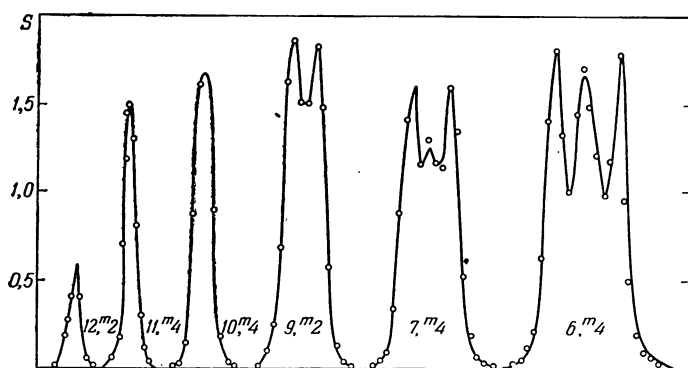


Рис. 225.

и понижения уровня помех электронно-оптический преобразователь и супер-ортикон охлаждаются током сухого воздуха с регулируемой низкой температурой. Предельная звездная величина телевизионной установки на 50-см телескопе достигает  $20^m$  при экспозиции в 1 минуту.

Изображения звезд, получающиеся на экране, имеют свои особенности. Для наиболее слабых звезд они не отличаются от обычных фотографических, а для более ярких их структура меняется, как это видно из приведенной фотографии (рис. 224), а также из рис. 225, дающего фотометрические разрезы изображений звезд различного блеска. Оказывается, что для более ярких звезд мерой блеска является диаметр изображения. Поэтому наиболее слабые звезды измеряются, как обычно, на микрофотометре, а более яркие — на измерительном микроскопе. Диапазон звездных величин, перекрываемый на одном негативе, достигает  $9^m$ . Точность фотометрических измерений звезд

составляет, при учете фотометрической ошибки поля, около  $0,^{m}1$  и даже выше. Для приближенных оценок блеска переменных звезд по телевизионным негативам целесообразно применять, как и с обычными фотографическими негативами, визуальный метод оценки блеска переменной с ее звездами сравнения. Этим достигается огромная экономия времени при обработке.

Исключительная оперативность телевизионного метода в сочетании с его высокой проникающей способностью и удовлетворительной фотометрической точностью, близкой к точности обычного фотографического метода, открывает совершенно новые области его применения. В первую очередь это фотометрия и колориметрия слабых нестационарных звезд, кривые блеска которых меняются от ночи к ночи с амплитудами, превышающими  $0,^{m}2$  —  $0,^{m}3$ , например звезд типов Т Тельца, W Большой Медведицы и т. п. Возможность получения огромного наблюдательного материала для одной звезды за ночь — несколько сотен наблюдений — позволяет строить достаточно точные индивидуальные кривые от зночи к ночи. На 50-см телескопе это возможно (при применении широкополосной системы  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ) для звезд до  $17^m$  —  $18^m$  при выдержках всего в несколько десятков секунд, что совершенно недоступно для обычной фотографии. Для электрофотометрических же наблюдений таких объектов необходим значительно больший телескоп. Конечно, точная фотометрическая обработка массовых телевизионных наблюдений очень трудоемка.

В заключение отметим еще одно возможное направление в применении телевизионной аппаратуры в спектрофотометрии и астрофотометрии. Для получения необходимой информации о фотометрической структуре светового изображения проектируемого на фотокатод суперортикаона (спектра, протяженного объекта, звездного поля и т. д.) совершенно не обязательно изучать его видимое изображение на экране монитора, что связано с внесением дополнительных шумов. Можно воспользоваться в той или иной форме непосредственной регистрацией системы электрических сигналов, возникающих при считывании потенциального рельефа с мипени. Считываемые сигналы могут накапливаться в памяти регистрирующего устройства, например, на магнитной ленте, или выдаваться посредством многоканального устройства в электронную вычислительную машину.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абраменко А., Истомин Л., Прокофьева В., Изв. КрАО 41—42, 380, 1970.
2. Вейсман У., Новая техника в астрономии, вып. 3, 11, 1970.
3. Желли Дж., Черенковское излучение и его применения. Изд-во ИЛ, М., 1960.
4. Димов Н., Изв. КрАО 35, 279, 1966.
5. Звездные атмосферы. Под ред. Дж. Гринстейна. Изд-во ИЛ, М., 1963.
6. Кутузов П., Менч К., АЖ 43, 878, 1966.
7. Лопатин Б., Ламповые гальванометры постоянного тока. Госэнергоиздат., М., 1952.
8. Лютый В., Сообщ. ГАИШ № 172, 1971.
9. Методы астрономии. Под ред. В. А. Хилтнера. Изд-во ИЛ, М., 1967, главы 1, 8, 9, 15.
10. Мironov М., Шипетин Л., Теплотехнические измерительные приборы. Научн.-техн. изд-во машиностр. и судостр. лит-ры, М., 1954.
11. Никонова Е., Изв. КрАО 4, 114, 1949.
12. Никонова В., Никонова Е., Изв. КрАО 1, 83, 1948.
13. Слущкий М., Приб. техн. эксп. № 5, 117, 1965.
14. Шерклифф М., Поляризованный свет. «Мир», М., 1965.
15. Baum W., Hiltner W., Johnson H., Sandage A., ApJ 130, 749, 1959.
16. Bennett H., Appl. Opt. 5, 1265, 1966.

17. Broadfoot A., Appl. Opt. 5, 1259, 1966.
18. Cocke W., Disney M., Taylor D., Nature 221, № 5180, 1969.
19. Gardiner A., Johnson H., Rev. Sc. Instr. 26, 1145, 1955.
20. Duchesne N., Journ. Obs. 50, 123, 1967.
21. De Vries M., Europ. South. Obs. Bull. № 1, 1966.
22. Johnson H., Sky a. Tel. 17, 588, 1958.
23. Huruchata M., Kitamura M., Tokyo Astr. Bull., Ser. 2, № 144, 1961.
24. Lawrence L., Reddish V., Publ. Roy. Obs. Edinburgh 3, № 2, 1965.
25. Littauer R., Rev. Sc. Instr. 25, 148, 1954.
26. McCord Th., Appl. Opt. 7, 475, 1968.
27. Peytremann E., Publ. Obs. Genève, Ser. A, № 69, 1964.
28. Walraven Th.; Walraven J., BAN № 496, 1960.
29. Walker M., ApJ 161, Part 1, 835, 1970.
30. Wampler E., Papiashvili I., PASP 80, 625, 1969.
31. Wlerick G., ESO/CERN Conf. Geneva, 1971, p. 265.
32. Young A., M. N. 135, 175, 1967.

## ГЛАВА XXV

### ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, СТАНДАРТЫ И КАТАЛОГИ

§ 144. **Фотометрические системы.** *Инструментальная фотометрическая система* определяется спектральной чувствительностью применяемой аппаратуры, включая и селективные свойства телескопа. В случае, если фотометрическая система охватывает несколько отдельных спектральных областей, она называется *многоцветной*. В соответствии с установившейся традицией, многоцветная система, в которой используется  $n$  спектральных областей, называется  $n$ -цветной (трехцветной, пятицветной и т. д.). Спектральные характеристики фотометрической системы задаются либо в виде таблицы монохроматических спектральных чувствительностей аппаратуры  $\sigma(\lambda_i)$  в зависимости от длины волны  $\lambda_i$ , либо в виде непрерывной кривой  $\sigma(\lambda)$ , которую называют *кривой реакции* системы.

Кривая реакции фотометрической системы обычно дается в относительной мере, когда максимум кривой реакции  $\sigma_m(\lambda)$  принимается за единицу (или 100%). Иногда для многоцветной фотометрической системы за единицу принимается наибольшее значение  $\sigma_m(\lambda)$  среди всех ее кривых реакции. Сокращенно кривая реакции характеризуется *средней длиной волны*

$$\lambda_0 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \sigma(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda}, \quad (4.91)$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  определяют границы спектральной чувствительности, и ее *полушириной*, т. е. интервалом длин волн, соответствующим расстоянию между точками кривой, имеющими ординаты  $1/2 \sigma_m(\lambda)$ . Вместо полуширины применяют также *эквивалентную ширину*

$$\Delta\lambda_e = \frac{1}{\sigma_m(\lambda)} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma(\lambda) d\lambda, \quad (4.92)$$

определяемую шириной прямоугольника, высота которого равна  $\sigma_m(\lambda)$ , а площадь — площади кривой реакции.

Инструментальная фотометрическая система должна строго соответствовать *шкале Погсона*. А это значит, что звездные величины должны быть связаны с воспринимаемыми аппаратурой «действующими» потоками излучения

$$F = S_e \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma_a(\lambda) E(\lambda) d\lambda \quad (4.93)$$

(где  $S_e$  — эффективная площадь входного зрачка телескопа,  $\sigma_a(\lambda)$  — абсо-

лотная спектральная чувствительность аппаратуры, включающая все оптические потери, а  $E(\lambda)$  — спектральная плотность энергетической освещенности от наблюдаемого небесного объекта) известным соотношением — уравнением Погсона:

$$m = -2,5 \lg F + \text{const.} \quad (4.94)$$

При применении фотоэлектрической аппаратуры ее отсчеты пропорциональны действующим потокам  $F$ , и соблюдение шкалы Погсона не вызывает затруднений. Гораздо сложнее обстоит дело при фотографических и визуальных наблюдениях, где реакция приемников не является линейной. Кроме того, при визуальных и фотографических наблюдениях имеет место так называемый *эффект Пуркинье* — зависимость спектральной чувствительности от интенсивности измеряемого светового потока. Эти обстоятельства очень затрудняют сохранение постоянства шкалы звездных величин и ее соответствие уравнению Погсона.

*Нуль-пункт* инструментальной фотоэлектрической системы звездных величин полностью определяется при привязке наблюдений к источнику постоянного свечения — фотометрическому стандарту (РЛИ, черенковскому стандарту и т. п.; см. § 133). В этом случае для наблюдаемой звездной величины имеем выражение:

$$m = -2,5 \lg \frac{n}{n_s} = -2,5 \lg \frac{F}{F_s} = -2,5 \lg F + \text{const}, \quad \text{const} = 2,5 \lg F_s, \quad (4.95)$$

где  $n$  и  $n_s$  — отсчеты прибора, а  $F$  и  $F_s$  — действующие потоки, соответствующие наблюдению небесного объекта и фотометрического стандарта. При отсутствии фотометрического стандарта определяются лишь разности звездных величин

$$\Delta m = -2,5 \lg \frac{n_1}{n_2},$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — отсчеты прибора, соответствующие двум звездам. Здесь нуль-пункт инструментальных звездных величин остается произвольным. Он устанавливается из того или иного дополнительного условия. Нуль-пункт инструментальной системы цветовых эквивалентов (цветов) определяется однозначно из выражения

$$C_{i,j} = 2,5 \lg \frac{n_i}{n_j}, \quad (4.96)$$

где  $n_i$  и  $n_j$  — отсчеты прибора при наблюдении звезды в различных спектральных областях. Информативная емкость фотометрической системы зависит от правильного выбора кривых реакции в соответствии с подлежащей решению проблемой. Стремгеном предложено следующее разделение фотометрических систем: *широкополосные* — с полушириной кривой реакции  $\Delta\lambda > 300 \text{ \AA}$ ; *среднеполосные*, или *промежуточные*, для которых  $300 \text{ \AA} > \Delta\lambda > 100 \text{ \AA}$ , и *узкополосные* с  $\Delta\lambda < 100 \text{ \AA}$ . Для широкополосных и отчасти для промежуточных систем фактор экстинкции, эффективная длина волны и некоторые другие важные параметры зависят от распределения энергии в спектрах звезд, т. е. от их цвета, что очень осложняет все редукции и затрудняет получение результатов высокой точности. При сужении полуширин кривых реакции — до значений меньших  $200 \text{ \AA}$  (зависящих от области спектра) этими зависимостями можно пренебречь, что значительно повышает точность всех фотометрических редукций. Фотометрические системы, удовлетворяющие этому условию, ведут себя как монохроматические и называются поэтому *квазимонохроматическими*.

В тех случаях, когда необходимо располагать сопоставимыми рядами наблюдений — при изучении изменений блеска и цветов переменных звезд, исследованиях структуры Галактики, свойств внегалактических систем и т. п., — однородность получаемого фотометрического материала имеет решающее значение. Это ставит задачу проведения больших рядов наблюдений в однородных, точно определенных фотометрических системах. Но каждая инструментальная фотометрическая система имеет свои индивидуальные особенности ввиду неизбежных различий в спектральной чувствительности применяемых светоприемников, хотя бы и одного типа, в селективных свойствах телескопов и т. д. В таких случаях возникает необходимость выбора некоторой *стандартной фотометрической системы*, к которой и должны редуцироваться все наблюдения, выполненные в возможно более близких к ней инструментальных системах. Редукция внеатмосферных звездных величин и цветовых эквивалентов ( $m_0$  и  $C_0$ ), полученных в инструментальной системе, к соответствующим им значениям  $m_{0s}$  и  $C_{0s}$  в стандартной осуществляется по формулам:

$$m_{0s} = \alpha + (1 + \gamma) m_0 + \beta C_0, \quad (4.97)$$

$$C_{0s} = a + b C_0, \quad (4.98)$$

где коэффициент  $\gamma$  учитывает различия в шкалах звездных величин обеих систем (из-за несоответствия шкале Погсона),  $\alpha$  и  $a$  — различия в нуль-пунктах, а  $\beta$  и  $b$  — в спектральных характеристиках. При электрофотометрических наблюдениях всегда имеет место строгое соответствие шкал звездных величин шкале Погсона, и формула (4.97) принимает более простой вид:

$$m_{0s} = \alpha + m_0 + \beta C_0. \quad (4.99)$$

Подчеркиваем еще раз, что приведенные выше формулы справедливы лишь для фотометрических систем с близкими кривыми реакции, охватывающих практически одни и те же области спектра. Для редуцирования систем, существенно различающихся между собой, простейшие формулы (4.97)—(4.99) не будут справедливы. Потребуется введение дополнительных членов, зависящих от  $C_0^2$  и даже от других цветовых эквивалентов. Но в таком случае редукция будет чисто формальной и послужит лишь для согласования нуль-пунктов и охватываемых интервалов длин волн (широт) двух различных фотометрических систем, каждая из которых обладает своими особенностями, которые она сохраняет и после осуществления редукции.

Наиболее правильно определять стандартную фотометрическую систему точным заданием ее кривых реакций, а также рядом полученных в этой системе фотометрических стандартов — значений блеска и цветовых эквивалентов стандартных звезд, относящихся к различным спектральным классам и классам светимости и имеющим различные степени межзвездного покраснения. При отсутствии точных данных о кривых реакции приходится определять систему лишь совокупностью стандартных звезд. Такой способ задания фотометрической системы значительно ограничивает возможность интерпретации наблюдений, поскольку только знание кривых реакции позволяет проводить необходимые расчеты и сопоставлять полученные результаты наблюдений с выводами теории.

**§ 145. Широкополосные фотометрические системы.** Первые фотометрические системы были широкополосными и определялись имевшимися в то время ограниченными наблюдательными возможностями. Естественно, что первой системой была *визуальная*. Но, к сожалению, эту систему никак



нельзя считать относящейся к некоторой точно определенной кривой реакции, хотя и имеется принятое среднее значение для спектральной чувствительности глаза (*кривой видности*), полученной по очень большому числу измерений. Для различных наблюдателей кривые спектральной чувствительности могут значительно отклоняться от принятой средней. Известно также, что они значительно различаются для ярких и слабых освещенностей. Поэтому, в сущности, каждый наблюдатель ведет измерения в своей инструментальной фотометрической системе и ни о какой визуальной фотометрической системе, соответствующей средней кривой видности, говорить не приходится. Принятая визуальная система определяется лишь совокупностью больших рядов визуальных наблюдений, сведенных к системе некоторых основных каталогов. Следует отметить, что при выполнении визуальных наблюдений тип применяемого телескопа не имеет существенного значения, так как все телескопы обладают достаточно равномерной прозрачностью для области спектральной чувствительности глаза ( $\sim 4000\text{—}7500\text{ \AA}$ ).

Фотографические наблюдения в течение длительного времени также велись в недостаточно определенной фотометрической системе. Здесь, в противоположность визуальным наблюдениям, спектральная чувствительность светоприемника — несенсибилизированных фотографических пластинок — сравнительно постоянна. Но поскольку их чувствительность простирается в ультрафиолетовую область спектра, то при использовании для наблюдений различных телескопов (от рефракторов и фотокамер с большим числом линз, имевших плохую прозрачность в коротковолновой части спектра, до рефлекторов с алюминированными зеркалами, которые имеют высокую отражательную способность в ультрафиолетовой области спектра) это приводило к большим различиям в коротковолновой части кривых реакции инструментальных фотографических систем. В результате получавшиеся ряды фотографических звездных величин оказывались не редуцируемыми друг к другу со сколько-нибудь приемлемой точностью. Несколькими лучшими результатами получались для так называемой *фотовизуальной* системы, которая дожна была при помощи ортохроматических фотопластинок и желтого светофильтра воспроизвести в какой-то мере визуальную систему. Здесь границы кривых реакции были существенно более стабильными.

Большим недостатком первых фотометрических систем, — визуальной, фотографической и фотовизуальной, — была трудность обеспечения строгого соответствия получавшихся звездных величин в шкале Погсона. Как уже отмечалось, применявшиеся светоприемники, — и глаз и фотографическая пластинка, — не обладают линейной реакцией на световое воздействие. Установление правильной фотометрической шкалы представляется в этом случае весьма сложной задачей. Существенным источником неточности первых фотометрических наблюдений был и совершенно не удовлетворительный учет влияния атмосферного ослабления света. Наблюдения либо вовсе не редуцировались за экстинкцию либо редуцировались не к внешней границе земной атмосферы, а к зениту. При этом использовались не «мгновенные» значения экстинкции, соответствующие состоянию атмосферы в данный момент, а лишь некоторые средние ее значения.

Первой попыткой осуществления стандартной фотометрической системы было создание посредством фотографической фотометрии так называемой *Международной двухцветной* (фотографической и фотовизуальной) системы, обозначаемой соответственно  $IP_g$  и  $IP_v$ . Звездные величины в этой системе обозначаются  $m_{pg}$  и  $m_{pv}$ , а их разность, называемая показателем цвета или *колориндексом*,  $C = m_{pg} - m_{pv}$ , характеризует цвет звезды. Первоначально, еще в 1906 г., эта система задумана как определяемая стандартами фотографических и фотовизуальных звездных величин, расположенными

в области северного полюса мира. Этот фотометрический стандарт, получивший название *Северного полярного ряда* (North Polar Sequence или, сокращенно, NPS), охватывает диапазон звездных величин до  $20^m$  для фотографических величин и до  $17^m,5$  — для фотовизуальных. Изменение показателя цвета  $C$  при переходе от звезд спектрального класса А к спектральному классу К составляет  $1^m$ .

В результате огромного труда, в основном Гарвардской, Гринвичской, Йеркской и Маунт-Вилсоновской обсерваторий, были получены необходимые данные для звезд NPS, которые и были утверждены на первом съезде Международного Астрономического союза в Риме в 1922 г. как Международная фотографическая и фотовизуальная система. Но кривые реакции для Международной фотометрической системы не были определены и ее

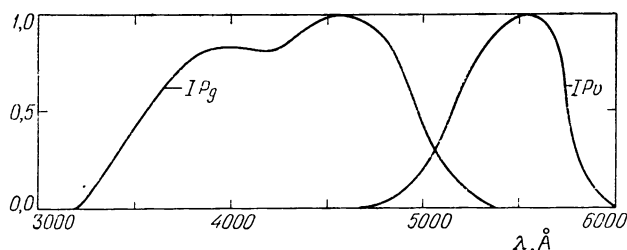


Рис. 226.

точные физические параметры остались не известны. Их косвенная, грубо приближенная оценка была сделана Сирсом и Джойнер лишь в 1943 г. (рис. 226).

Северный полярный ряд был предназначен для редуций к Международной фотометрической системе наблюдений различных звездных областей, выполненных в инструментальных фотографических и фотовизуальных системах. Для этого исследуемые области должны были фотометрически привязываться к Северному полярному ряду. Но в самом процессе фотометрических привязок, осуществляемых фотографическим методом, кроется возможность внесения значительных систематических ошибок. Дело в том, что при фотографировании сравниваемых областей очень трудно обеспечить тождественные условия гидирования, особенно в том случае, когда одна из них лежит близ полюса. А различное качество звездных изображений сильнее всего сказывается на точности фотометрической привязки. Большие ошибки вносятся и малейшими различиями в фокусировке, особенно для рефракторов, где из-за наличия хроматической аберрации самая незначительная дефокусировка приводит к изменению спектральной структуры звездного изображения. Отсюда видно, что применение фотографических стандартов для редуцирования наблюдений к одной фотометрической системе встречается с большими трудностями, а создание чисто фотографическим путем стандартных систем нецелесообразно. Поэтому в настоящее время общепризнано, что фотографическая фотометрия является в основном лишь интерполяционным методом. Характеристические кривые для изучаемой фотографически звездной области должны строиться не по другой области с фотографическими стандартами, а по фотоэлектрическим стандартам, специально полученным для исследуемой области в той же фотометрической системе, в которой ведутся и фотографические наблюдения. Несмотря на сказанное, Международная фотометрическая система сыграла в свое время большую роль в астрофотометрии, хотя теперь она и уступила ведущую роль более современным фотометрическим системам.

Реальная возможность создания воспроизводимых стандартных фотометрических систем появилась лишь с развитием электрофотометрии. Первыми фотоэлектрическими системами были инструментальные системы, которые определялись имевшимися в распоряжении наблюдателей фотоэлементами. Это были системы, получавшиеся с гидрированными калийными фотоэлементами без светофильтров при помощи рефракторов, имевших плохую прозрачность в ультрафиолетовой области спектра (Гутник и Прагер в Германии и Стеббинс в США). В двухцветной фотоэлектрической системе, в которой были проведены большие ряды колориметрических наблюдений звезд ранних спектральных классов (В0—В5, система  $C_1$  Стеббинса и Хаффера), также использовался гидрированный калийный фотоэлемент. Она имела средние длины волн 4260 и 4770 Å.

Появление фотоэлементов с сурьмяно-цезиевыми фотокатодами позволило значительно увеличить базу двухцветной фотометрической системы,

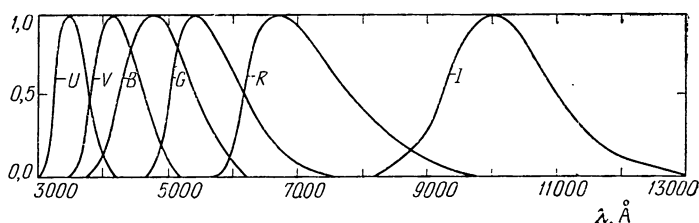


Рис. 227.

что и было использовано В. Б. Никоновым, применившим в 1941 г. новую систему цветовых эквивалентов для изучения избирательного поглощения в близких к Солнцу районах Галактики по наблюдению звезд спектральных классов В8—В9. Средние длины волн этой системы были 3880 и 5270 Å. Использование кислородно-цезиевого фотоэлемента с еще более широкой кривой реакции дало возможность Стеббинсу и Уитфорду создать шестицветную фотометрическую систему, охватывающую спектральный диапазон от 3000 до 12 000 Å. Принятые обозначения полос реакции системы, их средние длины волн  $\lambda_0$  и полуширины  $\Delta\lambda$  приводятся ниже, а кривые реакции на рис. 227.

|                 | <i>U</i> | <i>V</i> | <i>B</i> | <i>G</i> | <i>R</i> | <i>I</i> |
|-----------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $\lambda_0$     | 3530     | 4220     | 4880     | 5700     | 7190     | 10300 Å  |
| $\Delta\lambda$ | 400      | 840      | 1200     | 1100     | 1700     | 1800 Å   |

Система Стеббинса и Уитфорда, как и предыдущие две системы — чисто колориметрическая, дающая лишь цветовые эквиваленты. Малый квантовый выход кислородно-цезиевого фотокатода ограничил проникающую способность аппаратуры в шестицветной системе, несмотря на большую полуширину ее кривых реакции. Тем не менее с этой системой было выполнено большое число весьма важных исследований: изучение закона избирательного межзвездного поглощения света, измерения распределения энергии в спектрах звезд, определение их эффективных температур и химического состава и т. д.

Рассмотренные выше фотометрические системы совершенно не зависят от Международной. Попытка фотоэлектрически воспроизвести Международную фотометрическую систему была сделана с использованием фотоумножителя 1-Р-21 с сурьмяно-цезиевым фотокатодом, спектральная чувствительность которого вполне соответствовала поставленной задаче. При этом применялись два светофильтра — синий и желтый. Синий фильтр устранял

излучение короче  $3600 \text{ \AA}$  и этим вносил необходимую определенность в кривую реакции с ее коротковолновой стороны. Эта фотоэлектрическая система, получившая обозначение  $PV$  ( $P$  — для коротковолновой, а  $V$  — для длинноволновой области) не была, однако, достаточно однородной, так как в различных периоды для ее наблюдения использовались разные светофильтры. В настоящее время она не представляет практического интереса.

Большим шагом вперед явилось создание Джонсоном и Морганом трехцветной фотометрической системы, получившей обозначение  $UBV$ , которая в настоящее время является основной стандартной широкополосной фотометрической системой, осуществляемой и фотоэлектрически и фотографически. Система  $UBV$  полностью заменила и фотоэлектрическую систему  $PV$  и Международную фотографическую и фотовизуальную системы  $IPg$  и  $IPv$ .

Еще одна широкополосная фотометрическая система, о которой следует упомянуть — это фотографическая система Беккера. Она представляла собой первую попытку осуществить рациональный выбор кривых реакции фотометрической системы, исходя из имевшихся в то время (1938 г.) данных о распределении энергии в спектрах звезд и о законе межзвездного поглощения. В первую очередь она предназначалась для определения чисто фотометрическим методом межзвездного избирательного поглощения света и спектральных классов звезд, главным образом при изучении звездных скоплений. Первоначально система Беккера включала спектральные области, центрированные на длины волн  $3730$ ,  $4240$ ,  $4810$  и  $6380 \text{ \AA}$ . Позднее Беккер избрал три спектральные области, получившие обозначения  $U$ ,  $G$  и  $R$ , а вся система —  $RGU$ :

|                 | $U$  | $G$  | $R$               |
|-----------------|------|------|-------------------|
| $\lambda_0$     | 3600 | 4600 | 6380 $\text{\AA}$ |
| $\Delta\lambda$ | 540  | 490  | 400 $\text{\AA}$  |

Таким образом, полуширины полос реакции составляют около  $500 \text{ \AA}$ , что существенно уже, чем для системы  $UBV$  Джонсона и Моргана. Нуль-пункты: звездные величины  $G$  равны  $IPg$  для звезд класса  $A0 V$ , а для цветовых эквивалентов принято, что  $U-G=R=0$  для звезд класса  $B0 V$ .

Основной причиной, помешавшей широкому распространению системы Беккера, была невозможность осуществить ее в свое время в фотоэлектрическом варианте, так как область  $R$  лежит вне пределов спектральной чувствительности имевшегося тогда сурьмяно-цезиевого фотокатода. Между тем фотоэлектрический вариант совершенно необходим и для получения точных двухиндексных диаграмм (см. § 147) и для надежной калибровки фотографического наблюдательного материала при помощи фотоэлектрических стандартов. Хотя в настоящее время мультителочные фотокатоды и позволяют осуществить фотоэлектрический вариант системы  $RGU$ , но система  $UBV$  получила уже столь широкое распространение и для нее создана такая обширная система стандартов, что повторять подобную работу для второй широкополосной системы представляется нецелесообразным.

**§ 146. Фотометрическая система  $UBV$  и ее развитие.** При создании системы  $UBV$  Джонсон и Морган исходили из совершенно правильной идеи о необходимости осуществления фотометрической системы с хорошо определенными физическими параметрами (кривыми реакции), которые должны и могут надежно воспроизводиться другими наблюдателями. Они поставили также как первоочередную задачу обеспечение новой системы необходимыми фотометрическими стандартами. Они стремились также получить систему, достаточно близкую к Международной. Две спектральные области, обозначенные авторами как  $B$  и  $V$ , были определены так, чтобы  $B$  была близка

к фотографической, а  $V$  — к фотовизуальной. При этом, как и в системе  $P$ , четкая граница области  $B$  со стороны коротковолнового излучения должна была устранить неопределенность Международной фотографической системы IPg. К областям  $B$  и  $V$  Джонсон и Морган добавили еще одну  $U$ , лежащую в ультрафиолетовой части спектра и захватывающую область балмеровского скачка.

Обычно результаты наблюдений в системе  $UBV$  выражаются в виде звездных величин  $V$  и цветовых эквивалентов  $(B-V)$  и  $(U-B)$ . Нуль-пункт звездных величин  $V$  определен из условия, что величины  $V$  для девяти звезд Северного полярного ряда, а именно 6, 2r, 10, 4r, 13, 8r, 16, 19 и 12, должны совпадать с их величинами в системе IPv, фотоэлектрически калиброванными Стеббинсом, Уитфордом и Джонсоном. Звездные величины  $V$  Джонсона и Моргана практически совпадают с фотоэлектрически калиброванными величинами  $V$  из фотометрической системы  $PV$ . Нуль-пункты системы цветовых эквивалентов  $(B-V)$  и  $(U-B)$  были определены из условия, чтобы для шести звезд, классифицированных в системе МК как имеющих спектральный класс A0 V, а именно BS 3314,  $\gamma$  UMa, 109 Vir,  $\alpha$  CrB,  $\gamma$  Ori, и  $\alpha$  Lyr, средние значения  $(B-V)$  и  $(U-B)$  были равны нулю. Системы цветовых эквивалентов  $(B-V)$  и международных показателей цвета  $C = m_{pg} - m_{pv}$  практически совпадают. Разность  $(B-V)$  и  $C$  для спектральных классов A0 V и K0 III равняется одной звездной величине. Это показывает, что система  $BV$  действительно весьма удовлетворительно воспроизводит Международную фотографическую и фотовизуальную систему, обладая при этом, как фотоэлектрическая, безупречным соответствием шкале Погсона.

Для практического осуществления системы  $UBV$  Джонсон и Морган использовали электрофотометр с фотоумножителем 1-P-21, установленный на рефлекторе с двумя отражениями от алюминированных зеркал (в системе Кассегрена). Для выделения областей  $U$ ,  $B$  и  $V$  были использованы следующие светофильтры:

$U$  — Корнинг 3384 стандартной толщины;

$B$  — Корнинг 5030 стандартной толщины + Шотт GG 13 (2 мм);

$V$  — Корнинг 9863 стандартной толщины.

Светофильтр, выделявший область  $U$ , имел некоторое, хотя и незначительное, пропускание в красной части спектра, захватывающее еще область спектральной чувствительности сурьмяно-цезиевого фотоумножителя 1-P-21. Это так называемая красная утечка (red-leak) светофильтра. Если она не устраняется введением дополнительного светофильтра из медного купороса, то ее необходимо учитывать при редукциях наблюдений. Величина соответствующих поправок будет тем значительнее, чем к более позднему спектральному классу принадлежит наблюдаемая звезда.

Спектральная чувствительность фотоумножителя  $s(\lambda)$  и спектральная прозрачность светофильтров  $f(\lambda)$  были измерены в лаборатории. Отражение от алюминированных зеркал было принято неселективным. Неселективным же принято и поглощение примененной в электрофотометре кварц-флуоритовой линзы Фабри, склеенной канадским бальзамом. В результате кривые реакции аппаратуры были приняты равными

$$\sigma(\lambda) = f(\lambda) s(\lambda).$$

Таким путем были получены следующие значения средних длин волн  $\lambda_0$  и полуширины  $\Delta\lambda$ :

|                 | $U$  | $B$  | $V$    |
|-----------------|------|------|--------|
| $\lambda_0$     | 3500 | 4300 | 5500 Å |
| $\Delta\lambda$ | 600  | 950  | 1400 Å |

В течение зимы 1950—1951 гг. была построена основная система стандартов фотометрической системы  $UBV$ , включавшая около 400 звезд различных спектральных классов, светимостей и степени межзвездного покраснения, распределенных по всему северному небу. Эта система стандартов представлена в виде величин  $V$  и цветовых эквивалентов  $(B-V)$  и  $(U-B)$ , приведенных к внешней границе земной атмосферы. При этом для цветовых эквивалентов  $(U-B)$  было постулировано, что цветовой член фактора экстинкции, зависящий для широкополосных систем от распределения энергии в спектре звезды, равен нулю. В действительности же из-за охвата кривой реакции  $\sigma_U(\lambda)$  области балмеровского скачка, сильно меняющегося для звезд спектральных классов  $B-A$ , изменение фактора экстинкции для цветовых эквивалентов  $(U-B)$  имеет весьма сложный характер и пренебрежение этим обстоятельством может рассматриваться лишь как очень грубое приближение.

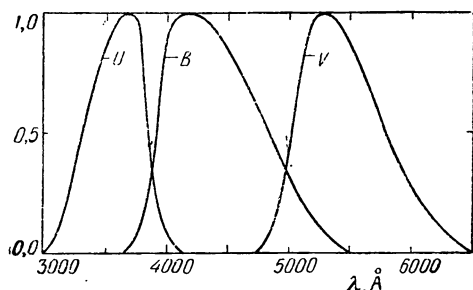


Рис. 228.

Как уже отмечалось, фотометрическая система Джонсона и Моргана была задумана как система с точно определенными физическими параметрами. Однако в их определении был допущен ряд серьезных неточностей. Спектральная прозрачность светофильтров и спектральная чувствительность фотоумножителя были определены в лаборатории при комнатной температуре, тогда как основная система фотометрических стандартов,

определяющих систему  $UBV$ , была получена зимой при низкой температуре. Но, как известно, и спектральная чувствительность фотоумножителей и спектральная прозрачность светофильтров имеют заметную температурную зависимость. Отражение от алюминированного покрытия зеркал может существенно отличаться от неселективного, уменьшаясь в ультрафиолетовой области. Степень неселективности зависит от возраста слоя и от технологии его нанесения. Линза Фабри была склеена канадским бальзамом, прозрачность которого также показывает уменьшение с длиной волны. Кроме того, никак нельзя считать полученные Джонсоном цветовые эквиваленты  $(U-B)$  внеатмосферными из-за неточного учета атмосферного ослабления света.

Несоответствие кривых реакции, опубликованных Джонсоном в 1955 г., кривым реакции, с которыми была получена его основная система стандартов, было установлено рядом авторов. Поэтому система  $UBV$ , к сожалению, не может рассматриваться как фотометрическая система с точно определенными физическими параметрами, а лишь как система, определенная некоторой совокупностью фотометрических стандартов. Но она приобрела столь большое значение, что возникла мысль попытаться, хотя бы приближенно, восстановить кривые реакции исходной системы  $UBV$ , с которой была получена основная система стандартов и к которой приводились все позднейшие наблюдения. Для этого А. Ажусенис и В. Страйжис сделали попытку оценить не учтенное Джонсоном и Морганом влияние температурных эффектов, а также эффекты селективности отражения от алюминиевого слоя и прозрачности линзы Фабри. В результате ими были получены кривые реакции для системы  $UBV$ , по-видимому, более близкие к тем, с которыми была получена основная система стандартов. Эти кривые реакции приведены на рис. 228. А. Ажусенис и В. Страйжис подобрали также комбинации отечественных светофильтров, воспроизводящих уточненную ими систему  $UBV$  в сочетании

с фотоумножителями ФЭУ-64 (сурьмяно-цезиевый) и ФЭУ-79 (мультищелочной). При этом предполагается, что вынос наблюдений за атмосферу должен выполняться с истинными значениями факторов экстинкции, учитывающими для  $(U-B)$  их зависимость от цвета звезды.

Большим преимуществом фотометрической системы  $UBV$  является возможность ее фотографического воспроизведения. Это расширяет области применения системы, особенно в звездной астрономии и в изучении переменных звезд. Для фотографического варианта системы  $UBV$  были подобраны соответствующие комбинации светофильтров и пластинок.

Вариантом системы  $UBV$  является система  $U_cBV$ , осуществленная в Капской обсерватории Кузинсом, Эггеном и Стоем. Ввиду того, что наблюдения в этой системе велись на рефракторе с плохой прозрачностью в ультрафиолетовой области, кривая реакции  $U_c$  значительно отличается от кривой реакции  $U$  и цветовые эквиваленты  $(U_c-B)$  плохо редуцируются к  $(U-B)$ , хотя и не отличаются по информативным свойствам от последних. Звездные же величины  $V$  и цветовые эквиваленты  $(B-V)$  хорошо редуцируются к системе Джонсона и Моргана.

Развитие инфракрасной техники поставило задачу распространения системы  $UBV$  в длинноволновую область спектра. Этому предшествовали работы Крона и его сотрудников по расширению системы  $PV$  на красную и близкую инфракрасную область спектра. Распиряя систему  $UBV$  на длинноволновую область спектра, Джонсон и его сотрудники включили в нее несколько измененную систему  $RI$  Крона, а также распространили новую систему дальше на близкую инфракрасную (до  $\sim 1$  мк), промежуточную (1—4 мк) и далекую инфракрасную (4—22 мк) области. При выборе кривых реакции новой системы учитывались, конечно, области пропускания инфракрасного излучения земной атмосферы. Обозначения полос реакции, средние длины волн  $\lambda_0$  и полуширина  $\Delta\lambda$  кривых реакции новой системы таковы:

|                 | $U$  | $B$  | $V$  | $R$  | $I$  | $J$  | $K$ | $L$ | $M$ | $N$  | $Q$ мк  |
|-----------------|------|------|------|------|------|------|-----|-----|-----|------|---------|
| $\lambda_0$     | 0,36 | 0,44 | 0,55 | 0,70 | 0,90 | 1,25 | 2,2 | 3,4 | 5,0 | 10,4 | 20,0 мк |
| $\Delta\lambda$ | 0,04 | 0,10 | 0,08 | 0,21 | 0,22 | 0,3  | 0,6 | 0,9 | 1,1 | 6,0  | —       |

Для наблюдения в областях  $R$  и  $I$  используется кислородно-цезиевый фотоумножитель (фотокатод типа  $S-1$ ), для  $J-L$  сернисто-цинковое фотосопротивление, охлаждаемое жидким азотом, а для более длинноволновых областей — германиевый болометр, охлаждаемый жидким гелием (см. § 158). Условие нуль-пунктов в новой многоцветной системе, в которой наблюдения выражаются в виде звездных величин  $V$  и цветовых эквивалентов, такое же, как и в системе  $UBV$ : все цветовые эквиваленты равны нулю для непокрашенных звезд класса  $A0 V$ .

Джонсон провел абсолютную калибровку новой системы. Исходя из данных об абсолютном распределении энергии в спектре Солнца и звезд

ТАБЛИЦА XLII

| Полосы реакции | Освещенности                                                        |                                                                   | Полосы реакции | Освещенности                                                        |                                                                   |
|----------------|---------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|----------------|---------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|
|                | энергетические, $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{\AA}$ | фотонные, $\text{фотонов/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{\AA}$ |                | энергетические, $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{\AA}$ | фотонные, $\text{фотонов/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{\AA}$ |
| $U$            | $4,4 \cdot 10^{-9}$                                                 | 800                                                               | $J$            | $3,4 \cdot 10^{-10}$                                                | 200                                                               |
| $B$            | $7,2 \cdot 10^{-9}$                                                 | 1600                                                              | $K$            | $3,9 \cdot 10^{-11}$                                                | 50                                                                |
| $V$            | $3,9 \cdot 10^{-9}$                                                 | 1000                                                              | $L$            | $8,1 \cdot 10^{-12}$                                                | 15                                                                |
| $R$            | $1,8 \cdot 10^{-9}$                                                 | 630                                                               | $M$            | $2,2 \cdot 10^{-12}$                                                | 6                                                                 |
| $I$            | $8,3 \cdot 10^{-10}$                                                | 380                                                               | $N$            | $1,2 \cdot 10^{-13}$                                                | 0,6                                                               |

и привязки Солнца к звездам, а также проведя в своей системе наблюдения звезд спектральных классов, соответствующих спектральному классу Солнца (G2 V), используя затем данные о кривых реакции системы, он нашел соответствующие средним длинам волн  $\lambda_0$  (см. выше) энергетические и фотонные освещенности от звезд, для которых все звездные величины  $U=B=V=R=...=Q=0^m,0$ . Эти значения приведены в табл. XLII. Широкополосная многоцветная фотометрическая система Джонсона и его сотрудников оказалась эффективной для изучения распределения энергии в спектрах звезд в далекой инфракрасной области, включая и переменные звезды, а также и для изучения закона межзвездного поглощения и его вариаций.

**§ 147. Двухиндексные диаграммы и Q-метод.** Метод двухиндексных двухцветных диаграмм заключается в графическом сопоставлении двух цветовых эквивалентов. Идея метода была высказана еще Беккером, а ее практическое

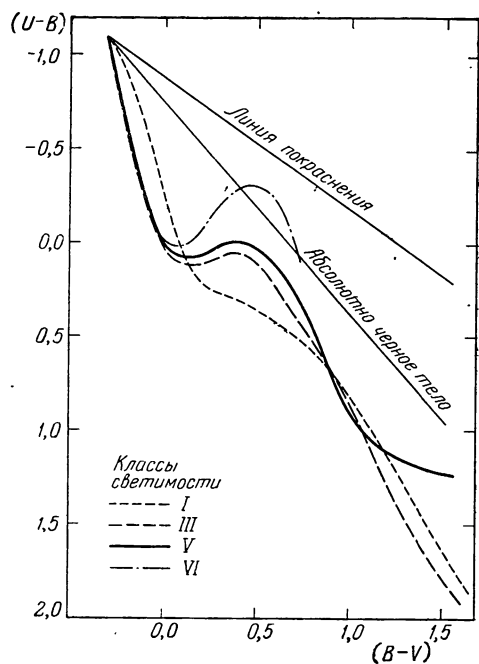


Рис. 229.

цветов идут несколько различно. На рис. 229 нанесена также линия, соответствующая излучению абсолютно черного тела.

Поскольку межзвездное покраснение приводит к монотонному увеличению и цветового эквивалента  $(B-V)$  и цветового эквивалента  $(U-B)$ , то покрасневшая звезда оказывается смещенной с линии нормальных цветовых эквивалентов вдоль своей линии покраснения — тем дальше, чем значительнее межзвездное поглощение света. Соответствующее смещение измеряется избытками цвета  $E_{B-V}$  и  $E_{U-B}$ . Линии покраснения, наклон которых определяется законом межзвездного поглощения, будут прямыми и взаимно параллельными для звезд различных спектральных классов лишь для квазимонохроматических фотометрических систем. Для широкополосных систем, и в частности, для системы  $UBV$ , они уже не являются ни прямыми, ни параллельными. Для иллюстрации этого на рис. 230 схематически показано смещение и деформация линии нормальных цветовых эквивалентов при наличии межзвездного поглощения. Линия нормальных цветов изо-

было осуществлено В. Б. Никоновым для системы Стеббинса и Уитфорда и Джонсоном и Морганом для их системы  $UBV$ . Особо широкое применение нашли двухиндексные диаграммы для этой последней системы. Поэтому мы рассмотрим подробно свойства двухиндексной диаграммы  $(B-V, U-B)$ , представленной на рис. 229. Сплошной кривой нанесена последовательность нормальных цветовых эквивалентов для непокрасневших звезд главной последовательности. Весьма сложный ход этой кривой объясняется тем, что при монотонном возрастании цветового эквивалента  $(B-V)$  со спектральным классом звезды, наличие бальмеровского скачка, попадающего в полосу  $U$  и имеющего максимум для звезд спектрального класса A0, приводит к весьма неправильному изменению  $(U-B)$ . Из-за различий в распределении энергии в спектрах звезд разных классов светимости (I, III, V и VI) их линии нормальных



бражена сплошной кривой, а при наличии покраснения — прерывистой кривой. Но если ограничиваться сравнительно небольшими величинами межзвездного поглощения и небольшим диапазоном спектральных классов, то в первом приближении, достаточном для большинства практических применений, искривлением и изменением наклона линий покраснения можно пренебречь. Из этого мы и будем исходить в дальнейшем.

Изложенные свойства двухиндексной диаграммы ( $B-V$ ,  $U-B$ ) открывают возможность чисто фотометрического определения межзвездного покраснения для звезд ранних классов, если известны, хотя бы очень грубо, их спектральный класс и класс светимости (что необходимо для избежания многозначности в тех случаях, когда линия покраснения пересекает линию нормальных цветов в нескольких точках). Двухиндексная диаграмма позволяет осуществлять и точную спектральную классификацию ранних звезд. Действительно, проводя через наблюдаемое значение цветовых эквивалентов (точку  $S$ ) линию покраснения, до ее пересечения с кривой нормальных цветовых эквивалентов (точка  $N$ ), мы определяем графически соответствующие значения нормальных цветовых эквивалентов, следовательно, и спектральный класс, а также и избытки цвета  $E_{B-V}$  и  $E_{U-B}$ .

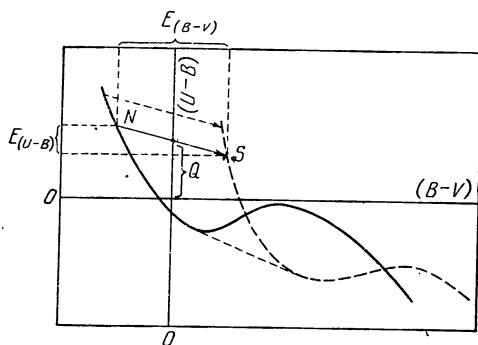


Рис. 230.

Развитием только что рассмотренного способа является так называемый  $Q$ -метод Джонсона и Моргана. Его идея заключается в том, что кри-

терием спектрального класса могут служить не только координаты точки пересечения кривой покраснения с кривой нормальных цветовых эквивалентов, но и значение  $(U-B)$ , соответствующее пересечению кривой покраснения с осью этого цветового эквивалента (см. рис. 230). Обозначив это значение  $(U-B)$  через  $Q$ , имеем

$$Q = (U - B) - \frac{E_{(U-B)}}{E_{(B-V)}} (B - V). \quad (4.100)$$

Легко видеть, что параметр  $Q$  не зависит от межзвездного покраснения. Соотношение между параметром  $Q$  и спектральным классом звезд различной светимости позволяет арифметизировать спектральную классификацию. Значение наклона линии покраснения в системе  $UBV$  — отношение избытков цвета  $E_{(U-B)}/E_{(B-V)}$  — близко к 0,72. Уточненное значение наклона линии покраснения, необходимое для определения параметра  $Q$ , может быть определено для данной области неба из наблюдений покрасневших звезд, имеющих возможно более точно определенные спектральные классы и классы светимости. Можно, конечно, определять наклон и расчетным путем, но для этого необходимо располагать достаточно точными данными о кривых реакции, распределении энергии в спектрах звезд и законе межзвездного покраснения для данной области неба, что встречается на практике с некоторыми трудностями. Тем не менее такие расчеты весьма полезны для изучения общих свойств двухиндексных диаграмм.

В связи с тем, что в многоцветных фотометрических системах  $Q$ -метод может применяться на основе различных двухиндексных диаграмм, параметр  $Q$  снабжается индексом, указывающим на те цветовые эквиваленты, которые образуют данную двухиндексную диаграмму. Если на ней

сопоставляются, например, цветовые эквиваленты, обозначенные  $(X-Y)$  и  $(Z-S)$ , то

$$Q_{XYZS} = (X - Y) - \frac{E_{(X-Y)}}{E_{(Z-S)}}(Z - S),$$

а если сопоставляются  $(X-Y)$  и  $(Y-Z)$ , то

$$Q_{XYZ} = (X - Y) - \frac{E_{(X-Y)}}{E_{(Y-Z)}}(Y - Z).$$

В соответствии с этим параметр  $Q$  для системы  $UBV$  следовало бы обозначить  $Q_{UBV}$ .

Как будет видно из дальнейшего, весьма полезными для определения спектральных классов и светимостей звезд оказываются так называемые диаграммы  $(Q, Q)$ , на которых графически сопоставляются два параметра  $Q$ , практически свободные от эффекта межзвездного поглощения. Но для наиболее успешного применения двухиндексных диаграмм и  $Q$ -метода желательно использование не широкополосных, а многоцветных промежуточных, среднеполосных фотометрических систем, в которых эффекты ширины полос реакций если и не исчезают полностью, то становятся гораздо менее существенными, а иногда и пренебрежимо малыми.

**§ 148. Среднеполосные фотометрические системы.** Начиная примерно с середины шестидесятых годов, был создан ряд среднеполосных фотометрических систем, причем некоторые из них лишь незначительно отличаются друг от друга. Перед большинством из них ставилась задача двумерной или трехмерной спектральной классификации звезд (нахождения их спектрального класса, класса светимости, степени металличности), а в некоторых случаях и определения межзвездного покраснения чисто фотометрическим путем. Почти все среднеполосные системы являются фотоэлектрическими. Здесь мы остановимся лишь на некоторых из них, — тех, которые нашли достаточно эффективное практическое применение.

а) Система Голэ является детализацией системы  $UBV$ ; здесь полоса реакции  $B$  разделена на две более узкие полосы,  $B_1$  и  $B_2$ , а полоса  $V$  — тоже на две,  $V_1$  и  $G$ . Несколько отличны и полосы  $U$  в рассматриваемых системах. В системе Голэ полоса  $U$  уже и более смещена в ультрафиолетовую часть спектра. Средние длины волн и полуширины кривых реакции рассматриваемой системы таковы:

|                 | $U$  | $B_1$ | $B_2$ | $V_1$ | $G$    |
|-----------------|------|-------|-------|-------|--------|
| $\lambda_0$     | 3451 | 4028  | 4494  | 5408  | 5850 Å |
| $\Delta\lambda$ | 480  | 390   | 410   | 470   | 460 Å  |

Система Голэ реализуется посредством сурьяно-цезиевого фотоумножителя и стеклянных светофильтров. Используя диаграмму  $(Q_{UB_1G}, Q_{B_2B_1V_1G})$ , а также двухиндексные диаграммы, осуществляют трехмерную классификацию звезд В—F. Голэ и его сотрудники употребляют обозначения  $Q_{UB_1G} = \Delta$  и  $Q_{B_2B_1V_1G} = g$ . Эта система успешно применяется для изучения скоплений.

б) Система Вальравенов реализована посредством сложного интерференционно-поляризационного светофильтра, выделяющего четыре спектральные области ( $W, U, B, V$ ), которые разделяются при помощи кварцевой призмы, а также области  $L$ , выделяемой дихроичным отражающим светофильтром. Все пять спектральных областей, данные о которых приве-

дены ниже, наблюдаются одновременно при помощи пяти сурьмяно-цезиевых фотумножителей:

|                 | <i>W</i> | <i>U</i> | <i>L</i> | <i>B</i> | <i>V</i> |
|-----------------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $\lambda_0$     | 3270     | 3670     | 3900     | 4295     | 5450 Å   |
| $\Delta\lambda$ | 150      | 260      | 300      | 420      | 850 Å    |

Система Вальравенов в основном предназначена для двумерной классификации звезд ранних спектральных классов. Звезды класса *B* хорошо разделяются по светимости (если заранее отделить их от звезд *A—F*). Для этого Вальравены применили калиброванную по спектральным классам и светимостям диаграмму ( $Q_{WUBV}$ ,  $Q_{UBV}$ ). Было показано также, что для звезд класса *F* и ранних подклассов *G* цветовой эквивалент ( $U—W$ ) дает хорошее разделение этих звезд по светимости. Система Вальравенов была использована и для изучения цефеид.

в) Система Стремгрена — Перри осуществлена посредством трех интерференционных светофильтров и одного стеклянного (для ультрафиолетовой области). Она четырехцветная. Ее данные таковы:

|                 | <i>u</i> | <i>v</i> | <i>b</i> | <i>y</i> |
|-----------------|----------|----------|----------|----------|
| $\lambda_0$     | 3500     | 4110     | 4670     | 5470 Å   |
| $\Delta\lambda$ | 300      | 190      | 180      | 230 Å    |

Система Стремгрена — Перри дает возможность классифицировать непокрашенные звезды спектральных классов от *A2* до *G2* по спектральным классам, классам светимости и содержанию металлов, используя сложные цветовые эквиваленты

$$c_1 = (u - v) - (v - b)$$

и

$$m_1 = (v - b) - (b - y)$$

как функции  $b—y$ . Для более точного определения светимостей эту систему целесообразно использовать в сочетании с узкополосной фотометрией линии  $H_\beta$  (см. § 149).

г) Система Боргмана — семицветная интерференционная система, в которой наблюдения выражаются в виде шести цветовых эквивалентов. Их нуль-пункт установлен из условия, что все они равны нулю для звезды спектрального класса *O7* (S Mon). Параметры системы таковы:

|                 | <i>R</i> | <i>Q</i> | <i>P</i> | <i>N</i> | <i>M</i> | <i>L</i> | <i>K</i> |
|-----------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $\lambda_0$     | 3295     | 3560     | 3750     | 4055     | 4550     | 5240     | 5880 Å   |
| $\Delta\lambda$ | 80       | 90       | 110      | 200      | 200      | 220      | 215 Å    |

Система Боргмана использовалась для классификации звезд ранних спектральных классов и изучения межзвездного поглощения. Ее диаграмма ( $Q_{RQNM}$ ,  $Q_{RNM}$ ) аналогична диаграмме ( $Q_{WUBV}$ ,  $Q_{UBV}$ ) Вальравенов. Эта система была применена и для определения содержания металлов в карликах классов *F—G*.

д) Вильнюсская система. Все рассмотренные среднеполосные фотометрические системы решают лишь некоторые частные задачи — определение спектральных классов, светимостей и содержания металлов для избранных типов звезд. Некоторые из них позволяют также определять и межзвездное поглощение. В ряде случаев необходимо знать заранее, хотя бы грубо, и спектральный класс изучаемой звезды. Между тем исключительно важна задача чисто фотометрического определения указанных выше параметров для звезд всех типов, о которых нет никакой предварительной информации. Кроме того, очень важно, чтобы предназначенная для решения этой задачи фотометрическая система была не только фото-

электрической, как все рассмотренные выше среднеполосные системы, но и реализуемой в фотографическом варианте. Опыт создания такой универсальной многоцветной среднеполосной фотометрической системы осуществлен В. Л. Страйжисом и его сотрудниками в Вильнюсской астрономической обсерватории. Она получила наименование Вильнюсской. При ее разработке была поставлена задача, исходя из наиболее надежных данных о распределении энергии в спектрах звезд и о законе межзвездного поглощения, так подобрать кривые реакции, чтобы система обладала максимальной информативностью. В результате больших вычислений, выполненных при помощи электронно-вычислительной техники, были получены различные расчетные двухиндексные диаграммы и диаграммы  $(Q, Q)$  для различных положений и полуширин кривых реакции, которые позволили выбрать их оптимальные значения, а также оптимальные же диаграммы обоих типов.

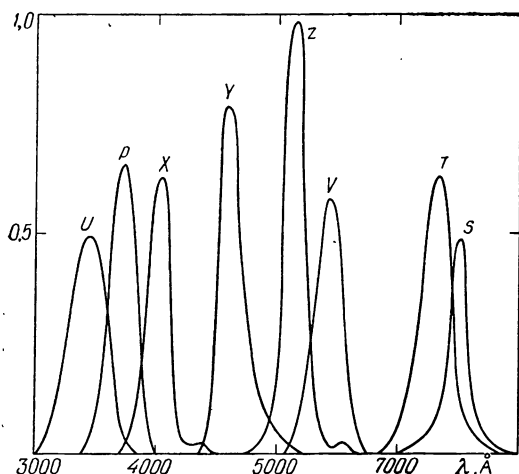


Рис. 231.

Вильнюсская система — восьмицветная. Полосы реакции ее, расположенные в порядке возрастания длин волн, получили обозначения  $U, P, X, Y, Z, V, T$  и  $S$ . Полоса  $U$  расположена за балмеровским скачком и вместе с полосой  $X$  характеризует его величину. Полоса  $P$  центрирована на область скачка и очень чувствительна к его положению (аналогично параметру  $\lambda_1$  Шалонжа) и, следовательно, к светимости звезд ранних спектральных классов. Полоса  $Y$  расположена как раз на изломе кривой избирательного

межзвездного поглощения; поэтому цветовые эквиваленты  $(X-Y)$  и  $(Y-Z)$ , где полоса  $Z$  расположена с длинноволновой стороны от полосы  $Y$ , особенно благоприятны для выявления межзвездного поглощения. Полоса  $S$  находится в области вне мощного поглощения  $TiO$ , а полоса  $T$  центрирована на такую область, что позволяет классифицировать звезды спектрального класса  $M$ , характеризующиеся мощным поглощением окиси титана. Полоса  $V$  близка по положению к полосе  $V$  системы Джонсона и Моргана и может поэтому служить для определения звездных величин, редуцируемых к последней.

Вильнюсская система рассчитана на применение мультищелочного фотоумножителя (ФЭУ-79, ЕМІ-9885 и т. п.). Она реализована Г. Какарасом, В. Страйжисом, И. Суджюсом и К. Зданавичусом посредством комбинаций стеклянных и интерференционных светофильтров. Ее кривые реакции приведены на рис. 231, а параметры их таковы:

|                 | $U$  | $P$  | $X$  | $Y$  | $Z$  | $V$  | $T$  | $S$    |
|-----------------|------|------|------|------|------|------|------|--------|
| $\lambda_0$     | 3460 | 3740 | 4040 | 4660 | 5150 | 5430 | 6200 | 6500 Å |
| $\Delta\lambda$ | 400  | 260  | 220  | 260  | 210  | 210  | 200  | 200 Å  |

Здесь полосы  $U, P, X, Y, Z, V$  осуществлены со стеклянными, а  $S$  и  $T$  — с интерференционными светофильтрами. В дальнейшем предполагается перейти от стеклянных светофильтров к интерференционным — П-образного типа (см. § 134). Нуль-пункт в Вильнюсской системе установлен из условия, что

все цветовые эквиваленты равны нулю для непокрасневшей звезды спектрального класса О. Недостатками существующего варианта этой системы являются малая прозрачность реализующих ее стеклянных светофильтров и сравнительно большая ширина полосы реакции  $U$ , распространяющейся до границы спектральной прозрачности атмосферы.

З. Свидерскене и В. Страйжис, пронаблюдав большое число звезд с различными характеристиками и разными степенями межзвездного покраснения, построили и калибровали двухиндексные и  $(Q, Q)$  диаграммы, выбранные для классификационных целей на основании предварительных расчетов. В качестве примеров на рис. 232 приведена двухиндексная диаграмма  $(X - Y, Y - Z)$  и на рис. 233 — диаграмма  $(Q_{UPY}, Q_{PYV})$ .

Рассмотрим вкратце последовательность применения Вильнюсской системы для изучения некоторой, еще фотометрически не исследованной площадки. Приступая к ее изучению, нужно все звезды наблюдать сначала через светофильтры  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , что позволит на двухиндексной диаграмме  $(X - Y, Y - Z)$  разделить наблюдаемые звезды на звезды с более ранними и более поздними спектральными классами, чем  $G$ . В соответствии с этим делением в дальнейшем для каждой звезды наблюдаются лишь те цветовые эквиваленты, которые необходимы для применения соответствующих ее классу калиброванных диаграмм  $(Q, Q)$ . Это существенно сокращает объем необходимых наблюдений. Определив при помощи диаграмм  $(Q, Q)$  спектральные классы и светимости наблюдаемых звезд, их межзвездное покраснение без труда можно найти по соответствующим двухиндексным диаграммам. Точность, получающаяся при применении Вильнюсской системы к областям со средним или известным законом поглощения, составляет для спектральной классификации около  $\pm 0,1$  спектрального класса и  $\pm 1^m0 - 1^m5$  для светимости. Основным источником неточности являются, как и всегда при применении двухиндексных диаграмм и  $Q$ -метода, возможные вариации закона межзвездного поглощения. Правда, они могут учитываться внесением соответствующих поправок в значения  $Q$  или соответствующей информацией калибровочных диаграмм, но это требует тщательного изучения закона межзвездного поглощения в данном направлении.

Таким образом, Вильнюсская система позволяет чисто фотометрически осуществлять двумерную спектральную классификацию звезд и определять избирательное межзвездное поглощение для звезд всех спектральных классов. Применение Вильнюсской фотометрической системы дает возможность также выделять (для непокрасневших звезд) металлические звезды, субкарлики, а в некоторых случаях и неразделенные двойные системы. Не имея возможности рассматривать эти вопросы, отсылаем читателя к оригинальным работам, опубликованным в Бюллетенях Вильнюсской обсерватории.

Преимуществом Вильнюсской системы, по сравнению с другими среднеполосными фотометрическими системами, является и существование ее фотографического варианта. Однако успешное применение последнего требует возможно большей точности фотометрических измерений, а следовательно, и очень высокой культуры всего фотографического процесса. В дальнейшем представляется весьма перспективной открывающаяся возможность замены обычной фотографии на электронную, поскольку в настоящее время уже созданы электронные камеры с большими фотокатодами.

е) Система Джонсона, Митчелла и Латама — это тринадцатичетная среднеполосная система, охватывающая диапазон от 3000 до 12000 Å. Она создана с применением интерференционных светофильтров. Используемые в ней спектральные области обозначаются двузначными числами, указывающими на примерно среднюю длину волны

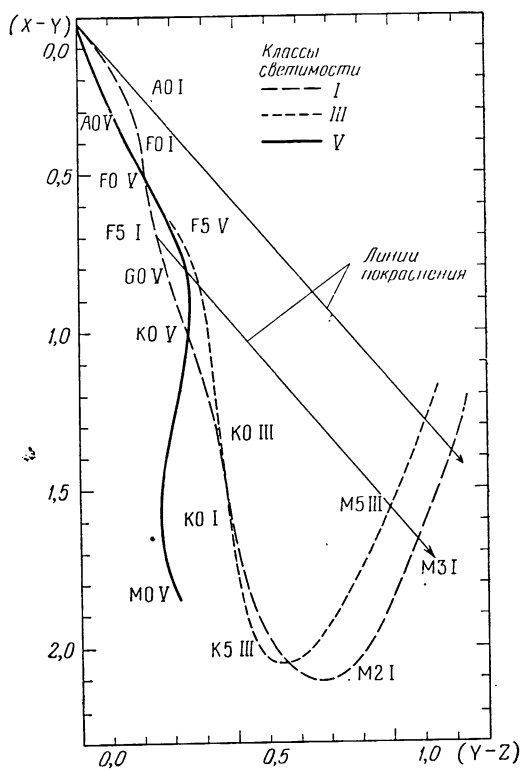


Рис. 232.

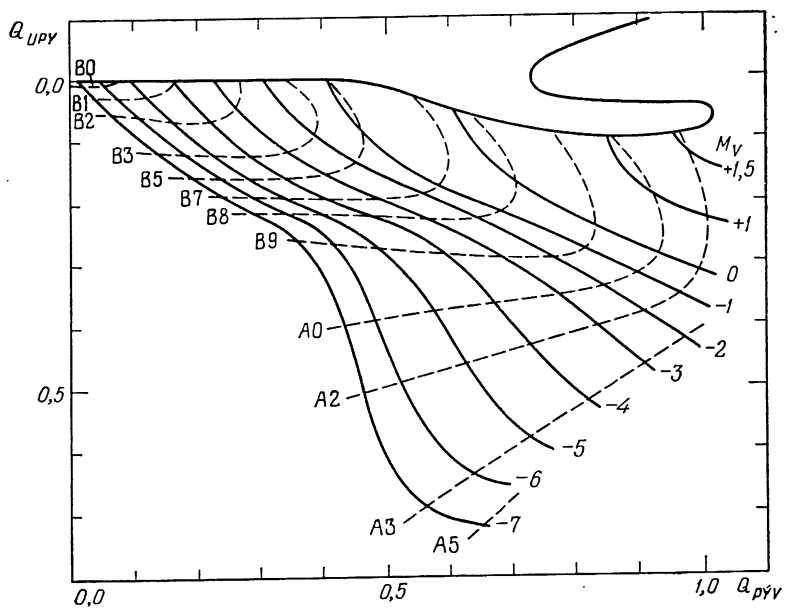


Рис. 233.

кривой реакции. Так, область, имеющая среднюю длину волны 3370 Å, обозначена «33» и т. д. Основные характеристики системы таковы:

|                 |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |         |
|-----------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|---------|
|                 | «33» | «35» | «37» | «40» | «45» | «52» | «58» | «63» | «72» | «80» | «86» | «99» | «110»   |
| $\lambda_0$     | 3370 | 3530 | 3750 | 4020 | 4590 | 5180 | 5830 | 6350 | 7240 | 8000 | 8580 | 9850 | 11080 Å |
| $\Delta\lambda$ | 110  | 90   | 90   | 210  | 250  | 230  | 210  | 280  | 640  | 440  | 520  | 640  | 690 Å   |

В новой системе используются фотоумножители 1-Р-21 с сурьмяно-цезиевым и 7102 RCA с кислородно-цезиевым фотокатодами, первый для областей «33» — «58», а второй для «58» — «110». В ней получены наблюдения уже более тысячи звезд.

Как и Вильнюсская система, система Джонсона, Митчелла и Латама может применяться для чисто фотометрического определения спектральных классов и светимости звезд. Но Вильнюсская система более эффективна, поскольку ее кривые реакции выбирались как оптимальные для решения

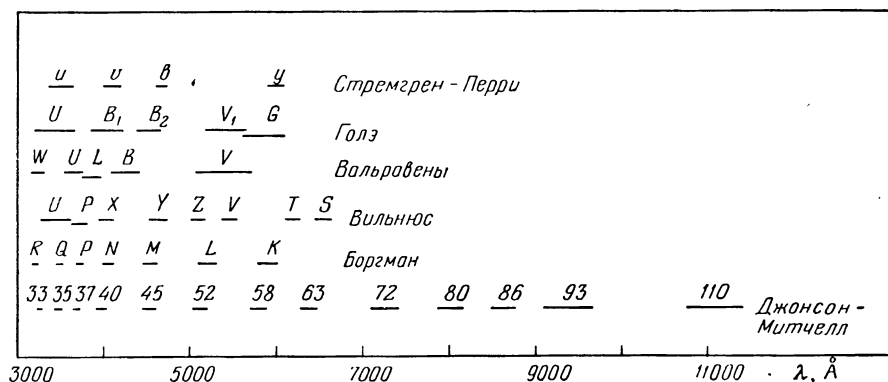


Рис. 234.

данной проблемы. Преимуществом же системы Джонсона, Митчелла и Латама является ее значительное протяжение в красную и инфракрасную области спектра, открывающее перед ней новые возможности в изучении межзвездного поглощения и свойств переменных звезд. Применение интерференционных светофильтров обеспечивает ей и большую проникающую способность по сравнению со «стеклянным вариантом» Вильнюсской системы.

В заключение на рис. 234 графически сопоставлены полуширины кривых реакции основных среднеполосных систем.

**§ 149. Узкополосные фотометрические системы.** В узкополосных фотометрических системах выделяются лишь весьма узкие участки спектра, содержащие те или иные характерные его участки — спектральные линии, их группы, молекулярные полосы, и, наоборот, области, свободные от абсорбционных или эмиссионных элементов. При этом используются не только узкополосные интерференционные светофильтры, но и спектрометры.

Наибольшее распространение среди узкополосных систем, измеряющих интенсивности водородных линий, получила  $H_\beta$ -с и с т е м а К р а у ф о р д а, или бета-фотометрия. В ней фотометрия линии  $H_\beta$  осуществляется посредством двух интерференционных светофильтров, центрированных на эту линию. Один из них имеет полуширину 15 или 30 Å, тогда как другой — значительно большую, 150 Å. Для оценки интенсивности линии  $H_\beta$  применяется индекс  $\beta$ , выражаемый в звездных величинах:

$$\beta = m(15) - m(150) = -2,5 \lg \frac{n(15)}{n(150)},$$

где  $n$  (15) и  $n$  (150) — отсчеты электрофотометра для фильтров с полуширинами 15 и 150 Å. Поскольку индекс  $\beta$  определяется на основании чисто дифференциальных измерений, со светофильтрами, имеющими одинаковую среднюю длину волны, то он оказывается не зависящим от экстинкции.

Если наблюдения вести с двухканальной интегрирующей измерительной аппаратурой, быстро чередуя накопление фототоков, идущих при введении того или другого светофильтра, то результат наблюдений совершенно не зависит от состояния атмосферы и для работы могут быть использованы ночи с проходящими облаками и переменной экстинкцией. Примером такой аппаратуры, предназначенной для измерения водородных линий в спектрах звезд ранних спектральных классов, может служить двухканальная электроспектрофотометрическая установка Н. Димова и В. Никонова. В ней посредством специального механического устройства могут выделяться из спектра либо водородная линия, либо два соседних участка непрерывного спектра, расположенные по обе стороны от этой линии. Суммарная ширина обоих участков равна ширине центрального. Открывая поочередно то участок с линией, то соседние участки, и переключая фототок на соответствующие интеграторы, накапливаем на них заряды, отношение которых, выраженное в звездных величинах, и есть искомый индекс для измеряемой линии. При наблюдениях звезд слабее 10—11<sup>m</sup> может возникнуть необходимость учета фона неба. Для этого необходимы либо специальные наблюдения последнего либо введение дополнительного оптического канала аналогично со схемой, описанной в § 139.

Бета-фотометрия находит широкое применение для определения светимости звезд ранних спектральных классов. Она является хорошим дополнением к промежуточной, среднеполосной фотометрии Стремгрена — Перри, в которой нет параметра, надежно определяющего светимости звезд. Что касается выбора для наблюдения той или иной водородной линии, то следует учитывать, что  $H_\gamma$  меньше зависит от эффекта эмиссии, чем  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ ; сопоставление же  $H_\alpha$ , наиболее чувствительной к эмиссии, с  $H_\beta$  или  $H_\gamma$  позволяет выделять эмиссионные звезды. Описанные здесь методы могут применяться и для фотометрии других линий и полос, например, известной межзвездной полосы поглощения 4430 Å.

Не останавливаясь на многочисленных существующих узкополосных системах, число которых быстро растет и которые, в большинстве случаев, создаются для решения определенных астрофизических проблем, подведем некоторые итоги. Из широкополосных систем наибольшее распространение получила система  $UBV$  Джонсона и Моргана, осуществляемая как в фотоэлектрическом, так и фотографическом вариантах. Из среднеполосных систем все более широкое применение находит система Стремгрена — Перри  $uvby$ , дополняемая  $H_\beta$ -системой Крауфорда. Весьма интересна и перспективна тринадцатичетная система Джонсона. Но наиболее универсальной является Вильнюсская система, которая впервые была построена на строго рациональных основаниях.

**§ 150. Звездные фотометрические стандарты.** *Звездным стандартом* фотометрической системы называют совокупность звезд с известными точными значениями блеска и цветовых эквивалентов в данной фотометрической системе. Сами эти звезды называются *стандартными звездами*. Фотометрические стандарты необходимы для определения формул приведения инструментальной системы к стандартной. Фотометрический стандарт, если он охватывает звезды различных спектральных классов, светимостей и с различной степенью межзвездного покраснения, может определять фотометрическую систему, для которой нет точных данных о кривых реакции,



как в случае системы *UBV*. Фотометрические стандарты необходимы и для привязки к ним звезд сравнения переменных звезд, чтобы была обеспечена сравнимость наблюдений разных переменных. По фотоэлектрическим стандартам калибруются фотометрические наблюдения звездных полей при применении фотографического метода.

Характер звездного фотометрического стандарта определяется его назначением. Фотометрический стандарт, определяющий фотоэлектрическую систему, должен состоять из звезд, распределенных достаточно равномерно, если и не по всему небу, то хотя бы в некотором поясе, охватывающем все прямые восхождения и доступном для наблюдений из северного и южного полушарий. Стандарт же, предназначенный для приведения инструментальных систем к стандартной, может быть и локализованной группой звезд. Такой же стандарт необходим и для калибровки фотографических наблюдений. Точными звездными фотометрическими стандартами могут быть лишь фотоэлектрические. Только применение электрофотометрии обеспечивает безупречную линейность фотометрической шкалы от самых ярких до самых слабых звезд, а также необходимый контроль за кривыми реакции аппаратуры, следовательно, и за цветовыми характеристиками системы. Фотоэлектрические стандарты являются и наиболее точными. Фотографические же стандарты используются теперь лишь в работах, не претендующих на получение результатов высокой точности.

Все прецизионные исследования по звездной фотографической фотометрии ведутся с применением фотоэлектрической калибровки — путем создания вторичных фотоэлектрических стандартов непосредственно в пределах исследуемой области. Конечно, и здесь возникают свои трудности. Необходимо обеспечить если и не тождественные, то во всяком случае возможно более близкие кривые реакции у обеих фотометрических систем — фотографической и фотоэлектрической. Проницающая способность фотографического метода весьма высока — до  $20-21^m$  и выше. Для фотометрии столь слабых звезд при фотоэлектрических наблюдениях необходимы уже крупнейшие телескопы, а возможности получения на них необходимого наблюдательного времени всегда очень ограничены. Выход из перечисленных затруднений заключается в применении электронной фотографии, которая позволяет наблюдать звезды до  $23^m$ . Так как фотокатоды электронных камер такие же, как и у фотоумножителей, то, применяя одинаковые светофильтры, будем иметь кривые реакции, практически тождественные у приборов обо-его рода. Электронные камеры, как и фотоумножители, следуют в широких пределах закону линейности. Точность же фотометрии с применением электронной фотографии существенно выше, чем обычной фотографии.

Первый фотометрический стандарт был получен фотографически. Это *Северный полярный ряд* (NPS), о котором уже говорилось в § 145. Он оказался достаточно хорошим как в отношении точности, так и по постоянству фотометрической шкалы, и был принят в качестве Международного фотометрического стандарта. Северный полярный ряд содержит 96 звезд. Он охватывает диапазоны фотографических величин  $m_{pg}$  от  $2^m55$  до  $20^m40$  и фотовизуальных  $m_{pv}$  от  $2^m08$  до  $17^m43$ . В дальнейшем, в основном Сирсом, производилось уточнение принятых в 1922 г. значений. Последний уточненный список был опубликован Сирсом и Джойнер в 1945 г. Точность величин  $m_{pg}$  Северного полярного ряда достаточно высока,  $\pm 0,02$  —  $\pm 0^m03$ , а величин  $m_{pv}$  — несколько ниже. Фотоэлектрическая калибровка, проведенная Стеббинсом и Уитфордом (правда, в несколько отличной фотометрической системе), показала, что и шкала Северного полярного ряда вполне удовлетворительна.

Северный полярный ряд является первичным стандартом Международной фотометрической системы. Но он обладает многими недостатками, кото-

рые его существенно обесценивают. Прежде всего он неудачно расположен на небе. Для южного полушария он совершенно не доступен, а для многих обсерваторий северного полушария, находящихся на широтах около  $+30^\circ$ , высота его над горизонтом недостаточна для точных фотометрических наблюдений. Положение стандарта в околополярном районе вызывает отмеченные в § 144 затруднения с гидрированием при фотографировании, следовательно, и с получением безупречных звездных изображений, что необходимо для обеспечения надежных фотометрических привязок к калибруемым звездным областям. Северный полярный ряд занимает достаточно большую площадь и для его фотографирования необходимо применение широкоугольных камер. Наконец, звездный состав стандарта очень не однороден. В нем совсем нет звезд спектрального класса В и среди ярких звезд — звезд поздних спектральных классов; средний показатель цвета звезд зависит от их блеска: чем слабее звезды, тем они краснее. Нет в нем и звезд с различными степенями покраснения. Все это требовало создания вторичных стандартов для Международной фотометрической системы.

Попытка создания вторичных стандартов для фотографических звездных величин была предпринята для всех 206 площадок Каптейна Гарвардской обсерваторией в содружестве с астрономической лабораторией в Гронингене, а для площадок Каптейна SA 1—SA 139 обсерваторией Маунт Вилсон с той же Гронингенской астрономической лабораторией. Большие работы по определению фотографических величин звезд выполнены в Гарвардской обсерватории и для гарвардских стандартных областей. Но, как показали проведенные позднее исследования всех этих каталогов и, в частности, сравнение их с фотоэлектрическими измерениями, все они оказались отягощенными большими случайными и, что еще более существенно, систематическими ошибками, достигающими нескольких десятых звездной величины. Поэтому указанные каталоги никак не могут рассматриваться как вторичные стандарты фотографических звездных величин. Не будем упоминать других работ по определению фотографических и фотовизуальных величин на площадках Каптейна и некоторых скоплениях, поскольку, как уже неоднократно отмечалось, фотографические стандарты не играют больше существенной роли в звездной фотометрии. Для ознакомления с этими работами отсылаем читателя к обзорам П. П. Паренаго и А. С. Шарова.

Переходя к рассмотрению фотоэлектрических звездных стандартов, выясним вопрос о точности, с которой могут быть определены их звездные величины и цветовые эквиваленты. Причинами, ограничивающими эту точность, являются: ошибки, возникающие при учете атмосферного ослабления света, и ошибки приведения инструментальной системы к стандартной; возможное непостоянство блеска и цвета самих стандартных звезд в случае их микропеременности, и, наконец, возможное влияние межпланетного поглощения света. Нет необходимости говорить о том, что работы по фундаментальной астрофотометрии, и в частности, создание основных первичных фотоэлектрических стандартов должны проводиться в наиболее благоприятных астроклиматических условиях, обеспечивающих равномерную прозрачность по небу, отсутствие ее резких колебаний и заметных помутнений в приземных слоях атмосферы. Такие условия соблюдаются лишь в некоторых горных районах, из которых в первую очередь можно назвать Аризону в США, Северное Чили и некоторые пункты в среднеазиатских республиках СССР. Но даже в таких, наилучших по астроклиматическим условиям местах всегда имеют место изменения экстинкции не только от ночи к ночи, но и в течение ночи. Поэтому широко распространенное в астрофотометрии использование не только средних факторов экстинкции, но и их средних значений за ночь совершенно недопустимо при создании фотометрических стандартов. Здесь необходимо пользоваться лишь «мгновенными» значениями

фактора экстинкции. Необходимо также тщательный учет цветового члена фактора экстинкции, если стандарты создаются для широкополосных и промежуточных фотометрических систем. Для предельно точных измерений это достаточно тонкое дело. Поэтому создание фотометрических стандартов для квазимонохроматических систем, для которых цветовым членом фактора экстинкции можно пренебречь, значительно проще и точнее.

При соблюдении перечисленных условий, а также мер, принятых для обеспечения стабильности спектральной чувствительности применяемой аппаратуры (см. главу XXIV), может быть достигнута точность определения внеатмосферных звездных величин и цветовых эквивалентов фотометрических стандартов в несколько тысячных звездной величины. В обычных астроклиматических условиях она в лучшем случае составит около  $\pm 0^m.01$ . Что касается точности редукций инструментальной системы к стандартной, то при построении фундаментальной системы и учете небольших постепенных изменений цветовых характеристик аппаратуры (спектрального отражения от зеркал, селективных свойств фотоумножителя и свечения РЛИ) они могут быть обеспечены в хороших астроклиматических условиях со всей необходимой точностью.

При высокой точности определения фотометрических параметров звездных стандартов естественно возникает вопрос о постоянстве блеска и правильном выборе стандартных звезд. К сожалению, проблема звездной микропеременности еще недостаточно изучена. Большое исследование Ержикевича и Серковского, связанное с изучением стабильности излучения Солнца, показало, что звезды-карлики солнечного типа обладают безупречным постоянством блеска до  $\pm 0^m.002 - 0^m.003$ . В работе В. Б. Никонова по определению цветовых эквивалентов звезд спектральных классов В8—В9 также выявилась очень большая их стабильность на протяжении нескольких лет. В то же время работы Якиша привели его к выводу, что многие звезды спектрального класса А обнаруживают колебания блеска в несколько сотых звездной величины. Хорошо известно также, что звездам поздних спектральных классов, как правило, свойственна существенная нестабильность излучения. Все это ставит проблему тщательного контроля за постоянством первичных фотометрических стандартов — необходимости их систематического перенаблюдения со всей возможной точностью.

В процессе выполнения уже упоминавшейся работы по изучению стабильности блеска Солнца, Ержикевич обнаружил систематические изменения в блеске звезд сравнения, зависящие от положения Земли на ее орбите, которые он интерпретировал как эффект поглощения света в облаке межпланетного вещества, окружающем Солнце и простирающемся за пределы земной орбиты. Очевидно, что подобный эффект должен учитываться в точнейших работах по созданию фотометрических стандартов, хотя он и достигает лишь немногих тысячных звездной величины.

Переходя к рассмотрению существующих систем фотоэлектрических звездных стандартов, следует сразу же отметить, что ни одна из них не была создана с соблюдением всех необходимых, перечисленных выше требований, и построение безупречных во всех отношениях систем стандартов — дело будущего.

а) Система  $UBV$ . Основным стандартом этой системы является список избранных стандартных звезд, приведенный в обзоре Джонсона в книге «Basic Astronomical Data». Но эти звезды в основном расположены лишь на северном небе. Ввиду необходимости иметь стандарт системы  $UBV$ , доступный для наблюдения из обоих полушарий, на XIV съезде Международного Астрономического союза в 1970 г. была принята рекомендация считать первичным стандартом системы  $UBV$  также и не переменные звезды из каталога BS (Bright Stars Catalogue) ярче  $5^m.0$ , расположенные в зоне

склонения  $\pm 10^\circ$  и тщательнейшим образом приведенные к основной системе Джонсона — Моргана.

Число вторичных стандартов системы *UBV* огромно. Здесь и стандарты в Гарвардских стандартных областях, наблюдавшиеся преимущественно в южном полушарии, площадки Каптейна, скопления и некоторые отдельные области неба. Для более детального ознакомления с этим вопросом отсылаем читателя к уже упоминавшемуся обзору А. Шарова и очень ценной сводке вторичных стандартов системы *UBV* А. Шарова и Н. Якимовой. Но среди всех этих стандартов следует особо выделить сводный каталог определений  $V$ ,  $(B - V)$  и  $(U - B)$ , составленный Джонсоном, Митчеллом, Ириарте и Вишневским на основании наблюдений, выполненных Джонсоном и его сотрудниками, а также Кузинсом и Стоем в Капской обсерватории. Этот каталог охватывает 4479 ярких звезд ( $V \leq 6^m.5$ ), расположенных по всей небесной сфере. Отметим также исключительно удобный для практической работы каталог вторичных стандартов в рассеянных скоплениях, составленный Хогом, Джонсоном, Ириарте, Митчеллом, Халламом и Шарплессом. В этом каталоге для 70 рассеянных скоплений даются карты скопления и значения  $V$ ,  $(B - V)$  и  $(U - B)$  для фотоэлектрически наблюдаемых звезд, число которых составляет в среднем 28 для каждого скопления. Точность (средняя квадратичная ошибка) приведенных значений не хуже  $\pm 0^m.02$ . Полученные фотоэлектрически величины и цветовые эквиваленты опорных звезд послужили для калибровки фотографических измерений остальных звезд скоплений. В результате весь каталог охватывает 7800 звезд. Предельная величина каталога для  $V$  равна около  $16^m$ .

б) Система Голэ. В ней создана система основных стандартов, охватывающая все спектральные классы от О до G с различными степенями межзвездного покраснения, а также яркие и слабые звезды (до  $8^m$ ). Точность стандартов выше  $0^m.01$ . Они опубликованы Рюфенером, Хауком, Гоем, Пейтреманом и Мэдером.

в) Система Стремгrena — Перри. Для этой системы Крауфорд и Барнс построили основной стандарт, охватывающий достаточно равномерно все небо. Он содержит 122 звезды ярче  $6^m$  ( $V$ ), относящиеся к различным спектральным классам.

Для остальных среднеполосных систем, рассмотренных в § 148, еще не построены основные звездные стандарты и предварительными стандартами служат опубликованные в этих системах наблюдения.

**§ 151. Фотометрические каталоги.** Первые списки звезд, содержащие оценки их блеска, появились еще в глубокой древности. Это каталог Птолемея, содержащий 1022 звезды для эпохи 138 г. до н. э., затем каталог Аль-Суфи для 1150 звезд, составленный в X в. Точность этих каталогов по современным оценкам составляет около  $\pm 0^m.5$ . Но лишь в XIX в. началась массовая работа по составлению фотометрических каталогов звезд на основании глазомерных оценок их блеска.

Из опубликованных в XIX в. звездных каталогов следует отметить знаменитое «Боннское обозрение» (Bonner Durchmusterung, сокращенно BD), составленное в Боннской обсерватории Аргеландером и Шенфельдом. Оно содержит положения около 450 000 звезд, отнесенные к эпохе 1855 г., и визуальные оценки блеска до  $9^m.5$ , охватывая все северное небо от склонения  $-2^\circ$  и до северного полюса. Каталог сопровождается атласом звездного неба и поэтому до сих пор не утратил своего значения для отождествления звезд. Он построен по отдельным градусным зонам по склонению. Так, например, зона  $+15^\circ$  содержит звезды, имеющие склонения в пределах от  $+15^\circ 00'$  и до  $+15^\circ 59'$ . Звезды каталога обозначаются BD, затем обозначение зоны и текущий номер звезды в этой зоне (в порядке возрастания прямых вос-

хождений). Например, обозначение BD +23°1671, соответствует звезде порядкового номера 1671, расположенной в зоне +23°. С фотометрической точки зрения каталог Аргеландера не имеет сейчас никакой ценности. Точность оценок блеска звезд составляет около  $\pm 0^m.4$ , а соответствие шкале Погсона совершенно не удовлетворительное. Слабые звезды каталога значительно слабее приведенных в каталоге значений (до  $1^m$ ). Позднее каталог BD был распространен и на южное небо. Это продолжение имеет такую же структуру, как и BD и носит название «Кордовское обозрение» (Cordoba Durchmusterung). Его сокращенное обозначение CoD.

Из фотометрических каталогов, полученных позднее уже при помощи визуальных фотометров, отметим лишь каталог Harvard Revised Photometry, сокращенно обозначаемый HR и содержащий визуальные величины 9110 звезд всего неба до  $6^m.5$ . Звезды этого каталога обозначаются символом каталога HR и текущим ее номером.

В первой четверти нашего столетия визуальная фотометрия в значительной мере потеряла свое значение, уступив место фотографической фотометрии. Не останавливаясь на первых фотографических каталогах, таких как «Геттингенская актинометрия» или «Йеркская актинометрия», которые в настоящее время представляют исключительно исторический интерес, отметим здесь три больших каталога фотографических величин звезд, которые были составлены чисто фотографическим методом.

О двух первых уже шла речь в § 150. Это Гарвардско-Гронингенский и Маунт-Вилсоновский каталоги фотографических звездных величин в площадках Каптейна. Первый из этих каталогов содержит результаты измерений примерно для 250 000 звезд до  $m_{pg}=16^m$ , расположенных во всех площадках Каптейна. Наблюдательный материал получен для площадок размером около одного квадратного градуса. Фотографические звездные величины этого каталога могут быть приведены в Международную систему 1922 г. посредством специальных таблиц, составленных в 1925 г. Сирсом, Джойнер и Ричмондом. Как показали дальнейшие исследования, Гарвардско-Гронингенский каталог содержит весьма значительные случайные и систематические ошибки. Несколько лучшим является Маунт-Вилсоновский каталог, содержащий около 68 000 звезд до  $m_{pg}=19^m$  в площадках SA 1 — SA 139 (для склонений от  $+90^\circ$  до  $-15^\circ$ ). Здесь наблюдения велись в меньших по размеру площадках, диаметром  $15'$  —  $20'$  и редуцировались к Международной системе. Но и для этого каталога специальные фотоэлектрические измерения, проведенные в трех площадках, показали наличие значительных (достигающих нескольких десятых звездной величины) систематических ошибок, различных для разных площадок. «Бергедорфский спектральный каталог» (BSD) дает не только спектральную классификацию звезд, но и фотографические звездные величины до  $13^m.5$  для больших площадок размером  $3^\circ.5 \times 3^\circ.5$ . Эти площадки центрированы на SA1 — SA115. Точность бергедорфских величин составляет  $0^m.1$  —  $0^m.2$ . Для звезд слабее  $10^m$  система BSD близка к международной.

Все три рассмотренных выше каталога дают только фотографические звездные величины. Некоторым дополнением к ним являются каталоги показателей цвета для площадок SA1 — SA43, полученные Е. К. Харадзе и его сотрудниками в Абстуманской обсерватории в основном для звезд BSD и содержащие до 14 000 звезд.

Переходя к каталогам, полученным посредством электрофотометрии, в первую очередь отметим два каталога в системе *UBV*. Первый — это уже упоминавшийся в числе вторичных стандартов, составленный Джонсоном, Митчеллом, Приарте и Вишневским каталог звездных величин и цветовых эквивалентов системы *UBV*, охватывающий всю небесную сферу и приведенный к стандартной фотометрической системе *UBV*. Второй — это составлен-

ный Бланко и его сотрудниками сводный каталог всех (точнее, почти всех) фотоэлектрических наблюдений, выполненных до 1967 г. Он содержит результаты наблюдений более 20 000 звезд в системах, «считавшихся системами *UBV*». Величины и цветовые эквиваленты, приводимые в каталоге, не редуцированы к стандартной системе, а воспроизведены так, как они были даны авторами. Каталог содержит также всю необходимую библиографию. Результаты наблюдений в системе *UBVRIJKL* приведены также в упомянутом каталоге Джонсона, Митчелла, Ириарте и Вишневого. В нем помимо окончательных результатов даются и результаты отдельных наблюдений, что позволяет очень наглядно судить об их точности. Каталог содержит 1567 звезд, для которых получены наблюдения в спектральных областях *U*, *B*, *V*, *R* и *I*, 653 звезды — в *J* и *K*, и 268 звезд в *L*. Данные представлены в виде величин *V* и цветовых эквивалентов  $(U - V)$ ,  $(B - V)$ ,  $(V - R)$ ,  $(V - I)$ , . . . ,  $(V - L)$ .

Наблюдения, выполненные в тринадцатичетной среднеполосной системе Джонсона, приводятся в каталоге, содержащем 985 звезд BS со склонением севернее  $-20^\circ$ . В нем даются звездные величины «52» и цветовые эквиваленты «33» — «52», «35» — «52», . . . , «45» — «52», «52» — «58», «52» — «63», . . . , «52» — «110». Из других фотометрических систем пока только для систем Голэ и Вильнюсской имеются сводные каталоги. Для первой каталог опубликован Рюфенером, а для второй — Зданавичусом и др. Результаты наблюдений, полученных в остальных системах, следует искать в текущей литературе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А ж у с е н и с А., Стр а й ж и с В., АЖ 46, 402, 1969.
2. Д и м о в Н., Н и к о н о в В., Изв. КрАО 22, 176, 1960.
3. З д а н а в и ч у с К. и др., Бюлл. Вильн. АО № 34, 1972.
4. К а к а р а с Г., Стр а й ж и с В., С у д ж ю с И., З д а н а в и ч у с К., Бюлл. Вильн. АО № 28, 1970.
5. Методы исследования переменных звезд, под ред. В. Никонова, «Наука», 1971. Главы 7 и 8.
6. Н и к о н о в В., Бюлл. Абаст. АО № 14, 1953.
7. Н и к о н о в В., Изв. КрАО 12, 134, 1954.
8. П а р е н а г о П., Усп. астр. наук 4, 273, 1948.
9. С в и д е р с к е н е З., Стр а й ж и с В., Бюлл. Вильн. АО № 31, 1971.
10. Х а р а д з е Е., Бюлл. Абаст. АО № 12, 1952.
11. Ш а р о в А., Я к и м о в а Н., Тр. ГАИШ 40, 106, 1970.
12. Basic Astronomical Data, Ed. K. Strand, Chicago, 1963. Chapter 9.
13. Blanco V., Demers S., Douglass G., Fitzgerald M., Publ. U. S. Naval Obs., 2-d Ser. 21, 1968.
14. Borgman J., BAN 15, 255, 1960; 17, 58, 1963.
15. Cousins A., Eggen O., Stoy R., Roy. Obs. Bull. № 25, 1961.
16. Cousins A., Stoy R., Royal Obs. Bull. № 64, 1963.
17. Crawford D., ApJ 128, 185, 1958.
18. Crawford D., Barnes J., Faure B., Golson J., Perry C., Astr. J. 71, 709, 1966.
19. Crawford D., Barnes J., Golson J., Astr. J. 75, 624, 1970; 76, 621, 1971.
20. Crawford D., Barnes J., Golson J., Perry C., Crawford M., Astr. a. Ap., Suppl. Ser., 5, 109, 1972.
21. Crawford D., Mander J., Astr. J. 71, 114, 1966.
22. Golaу M., Publ. Obs. Geneve, Ser. A, № 64, 1963; № 66, 1966.
23. Harvard Standard Regions, Harv. Ann. 71, № 4, 1917.
24. Hoag A., Johnson H., Iriarte B., Mitchell R., Hallam K., Sharpless S., Publ. U. S. Nav. Obs., 2-d Ser., 17, Part 7, 1969.
25. Hoffleit D., Catalogue of Bright Stars, 3-d ed., Yale, 1964.
26. Jackisch G., Veroff. Sternw. Sonneberg 5, 309, 1963.
27. Jerzykiewicz M., Acta Astr. 18, № 4, 1968.
28. Jerzykiewicz M., Serkowski K., Lowell Obs. Bull. 6, 295, 1966.
29. Johnson H., Ann. Ap. 18, 292, 1955.
30. Johnson H., Comm. Lun. Plan. Lab. № 53, 1965.
31. Johnson H., Ann. Rev. Astr. a. Ap. 4, 193, 1966.

32. Johnson H., Mitchell G., Comm. Lun. Plan. Lab. № 132, 1969.
33. Johnson H., Mitchell R., Iriarte B., Wisniewski W., Comm. Lun. Plan. Lab. № 63, 1966.
34. Johnson H., Mitchell R., Latham A., Comm. Lun. Plan. Lab. № 92, 1967.
35. Johnson H., Morgan W., ApJ 117, 313, 1953.
36. Pickering E., Kapteyn J., Harv. Ann. 101, 1918.
37. Pickering E., Kapteyn J., Van Rhijn P., Harv. Ann. 102, 1923.
38. Rufener F., Astr. a. Ap., Suppl. Ser. 3, 181, 1971.
39. Seares F., Joyner M., ApJ 98, 302, 1943; 101, 15, 1945.
40. Seares F., Joyner M., Richmond N. ApJ 61, 303, 1925.
41. Seares F., Kapteyn J., Van Rhijn P., Mt. Wilson Catalogue of Photographic Magnitudes in Selected Areas 1—139. Carnegie Inst. Wash., 1930.
42. Spectral Classification and Multicolour Photometry. Ed. K. Loden, L. Loden, U. Sinnerstad. London—N. Y., 1966.
43. Stebbins J., Huffer C., Publ. Washburn Obs. 15, Part 5, 1934.
44. Stebbins J., Whitford A., ApJ 98, 20, 1943.
45. Stebbins J., Whitford A., Johnson H., ApJ 112, 469, 1950.
46. Trans. Int. Astr. Union. I, 69, 1922; XIVB, 181, 1970.
47. Walraven Th., Walraven J., BAN 15, 67, 1960.

## ГЛАВА XXVI

### АСТРОПОЛЯРИМЕТРИЯ

§ 152. Описание поляризованного света. Благодаря тому, что световые, электромагнитные колебания поперечны, направление их распространения в общем случае не служит осью симметрии колебаний и, соответственно, они могут оказаться относительно этого направления каким-либо образом упорядоченными. Под упорядоченностью колебаний следует понимать существование преимущественного движения конца светового вектора в одном из поперечных направлений или в определенном направлении его вращения. Такое излучение с упорядоченными колебаниями называется *поляризованным*.

Рассмотрим простую электромагнитную волну, получающуюся из решения уравнений Максвелла и соответствующую гармоническому колебанию. Электрический вектор  $\mathbf{E}$  (так же как и магнитный вектор  $\mathbf{H}$ ) может быть разложен в плоскости, перпендикулярной к распространению излучения, на два взаимно перпендикулярных колебания по осям  $l$  и  $r$ :

$$\left. \begin{aligned} E_l &= a_l \sin(\omega t - \epsilon_l), \\ E_r &= a_r \sin(\omega t - \epsilon_r), \end{aligned} \right\} \quad (4.101)$$

где  $\omega$  — угловая частота,  $a_l$  и  $a_r$  — амплитуды и  $\epsilon_l$  и  $\epsilon_r$  — начальные фазы колебаний. Исключая из уравнений (4.101) время  $t$ , мы получаем уравнение эллипса

$$\frac{E_l^2}{a_l^2} + \frac{E_r^2}{a_r^2} - 2 \frac{E_l E_r}{a_l a_r} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (4.102)$$

где  $\delta = \epsilon_l - \epsilon_r$ . Отсюда заключаем, что конец электрического вектора в плоскости, перпендикулярной к распространению излучения, описывает эллипс. В пространстве же он движется по спирали, навитой на эллиптический цилиндр. Такое движение электрического вектора соответствует *эллиптической поляризации*. Эллиптическая поляризация является наиболее общим состоянием простой волны. Отношение  $a_l/a_r$  и величина  $\delta$  полностью определяют характер поляризации. При  $0 < \delta < \pi$  движение электрического вектора происходит по часовой стрелке и поляризация будет *правосторонней*, при  $-\pi < \delta < 0$  — против часовой стрелки и поляризация будет *левосторонней*. Для описания поляризации могут быть использованы и геометрические представления эллипса. Его эллиптичность задается отношением полуосей  $B/A$  или углом

$\beta = \arctg \frac{B}{A}$ , где  $A = a \cos \beta$ ,  $B = a \sin \beta$ ,  $a$  ориентировка — углом  $\varphi_0$  между большой полуосью эллипса и координатной осью  $l$  (рис. 235). В частном случае, когда  $\delta = 0$  или  $\pi$ , эллипс вырождается в пару прямых и поляризация переходит в *линейную*. В другом частном случае, когда  $\delta = \pm \pi/2$  и  $a_l = a_r$ , эллипс вырождается в окружность и поляризация становится *круговой* или *цирку-*



лярной. Различают *правую* и *левую* циркулярную поляризацию в соответствии с направлением движения конца электрического вектора.

Подобное классическое представление поляризации широко используется на практике, в том числе и в астрономии. Однако из-за неоднородного характера поляризационных параметров оно не всегда оказывается удобным. Рассмотрение распространения поляризованного излучения через оптически активные среды, меняющие состояние поляризации, оказывается иногда настолько сложным, что практически не может быть выполнено. Более удобное описание поляризованного излучения достигается при помощи четырех параметров  $\mathcal{I}$ ,  $Q$ ,  $U$  и  $V$ , введенных в рассмотрение еще в 1852 г. Дж. Стоксом и носящих сейчас его имя. Эти параметры в совокупности дают вектор-столбец  $\{\mathcal{I}, Q, U, V\}$ , называемый *вектором Стокса*. Параметры Стокса, описывающие простую волну, определяются так:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{I} &= a_i^2 + a_r^2, \\ Q &= a_i^2 - a_r^2, \\ U &= 2a_i a_r \cos \delta, \\ V &= 2a_i a_r \sin \delta, \end{aligned} \right\} \quad (4.103)$$

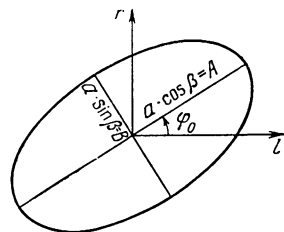


Рис. 235.

причем

$$\mathcal{I}^2 = Q^2 + U^2 + V^2. \quad (4.104)$$

Параметр  $\mathcal{I}$  есть интенсивность, параметры  $Q$ ,  $U$  и  $V$  имеют также размерность интенсивности и характеризуют преимущественную линейность поляризации в нулевом направлении, под углом  $45^\circ$  и преимущественную правоциркулярную поляризацию.

Параметры Стокса можно выразить и через геометрические представления эллипса:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{I} &= a^2, \\ Q &= a^2 \cos 2\beta \cos 2\varphi_0, \\ U &= a^2 \cos 2\beta \sin 2\varphi_0, \\ V &= a^2 \sin 2\beta. \end{aligned} \right\} \quad (4.105)$$

Если известны параметры Стокса, то ориентация и эллиптичность эллипса могут быть найдены из соотношений

$$\operatorname{tg} 2\varphi_0 = \frac{U}{Q}; \quad \sin 2\beta = \frac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}. \quad (4.106)$$

При  $V=0$  излучение становится линейно поляризованным и определяется двумя параметрами,  $Q$  и  $U$ . При  $Q=U=0$  излучение становится циркулярно поляризованным и определяется одним параметром  $V$ . Два потока с параметрами Стокса  $Q/\mathcal{I}$ ,  $U/\mathcal{I}$ ,  $V/\mathcal{I}$  и  $-Q/\mathcal{I}$ ,  $-U/\mathcal{I}$ ,  $-V/\mathcal{I}$  называются *противоположно поляризованными*. Им в общем случае соответствуют эллипсы, одинаковые по форме, ортогональные по расположению и с противоположным направлением движения, т. е. характеризующиеся величинами  $(\beta, \varphi_0)$  и  $(-\beta_0, \varphi_0 + \pi/2)$ .

На практике излучение всегда представляет собой суперпозицию многих независимых простых волн. Действительно, за то время, пока производится его регистрация, от каждого излучающего атома поступает большое количество цугов простых волн, продолжительностью порядка  $10^{-8}$  сек. Кроме того, одновременно наблюдается излучение огромного количества независимо излучающих атомов. В результате мы наблюдаем некоторый суммарный эффект в виде интенсивностей  $\mathcal{I}_i$  и  $\mathcal{I}_r$ , определяемых

усредненными квадратами амплитуд. Параметры Стокса, описывающие реальное излучение, являются суммами параметров Стокса для составляющих его независимых элементарных пучков:

$$\mathcal{J} = \sum_i \mathcal{J}_i, \quad Q = \sum_i Q_i, \quad U = \sum_i U_i, \quad V = \sum_i V_i. \quad (4.107)$$

Для реального излучения в общем случае  $\mathcal{J}^2 \neq (Q^2 + U^2 + V^2)$ . Из аддитивности параметров Стокса выводится принцип оптической эквивалентности, утверждающий, что потоки излучения, имеющие одинаковый вектор Стокса, будут неразличимы по интенсивности и состоянию поляризации. Из этого следует, что четыре параметра Стокса образуют систему, необходимую и достаточную для описания реального света.

Если для всех простых волн отношения  $a_i/a_r$  и разности  $\delta = \epsilon_i - \epsilon_r$  сохраняются неизменными, то излучение будет восприниматься как простая поляризованная волна. При этих условиях определения параметров Стокса (4.103) и (4.105) остаются в силе, только под  $a_i$ ,  $a_r$  и  $a$  следует понимать их усредненные значения. Остается в силе также и соотношение (4.104). Если же амплитуды и фазы колебаний совершенно хаотичны, то

$$Q = U = V = 0. \quad (4.108)$$

Такое излучение будет *естественным*, неполяризованным. Условие (4.108) является необходимым и достаточным для определения естественного излучения. В соответствии с принципом оптической эквивалентности оно всегда может быть представлено двумя независимыми противоположно поляризованными потоками равной интенсивности. Наконец, когда между  $a_i/a_r$  и  $\delta = \epsilon_i - \epsilon_r$  сохраняются некоторые корреляции, излучение будет *частично поляризованным*. В наиболее общем случае его можно рассматривать как смесь естественного и эллиптически поляризованного излучений. Это излучение с вектором  $\{\mathcal{J}, Q, U, V\}$  всегда может быть разложено на естественное излучение, определяемое вектором  $I_e = \{\mathcal{J} - \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}, 0, 0, 0\}$ , и эллиптически поляризованное излучение  $I_p = \{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}, Q, U, V\}$ , так что его общая интенсивность  $\mathcal{J} = I_e + I_p$ . Частично эллиптически поляризованное излучение представляет наиболее общий случай поляризованного излучения. Когда же естественное излучение смешивается с линейно или циркулярно поляризованным излучением, мы имеем дело с *частично линейно поляризованным* излучением и *частично циркулярно поляризованным* излучением.

Астрономам наиболее часто приходится встречаться с частично линейно поляризованным излучением. В классических терминах оно определяется интенсивностью  $I$ , степенью поляризации  $p$  и углом  $\phi_0$ , задающим положение *плоскости преимущественных колебаний* (эта плоскость иногда называется *плоскостью поляризации*, хотя нужно помнить, что классическое определение плоскости поляризации относится к положению *магнитного вектора*). При этом степень поляризации может быть определена через разделение излучения на поляризованное ( $I_p$ ) и неполяризованное ( $I_e$ ) излучение или на два противоположно поляризованных компонента с максимальной ( $I_{\max}$ ) и минимальной ( $I_{\min}$ ) интенсивностью. Соответственно получаем два равнозначных определения степени поляризации:

$$p = \frac{I_p}{I_p + I_e} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (4.109)$$

В качестве угла, определяющего положение плоскости преимущественных колебаний, в астрономии обычно используется *позиционный угол*  $\theta$  — угол,

отсчитываемый от направления на северный полюс против часовой стрелки. Частично линейно поляризованное излучение определяется вектором  $\{\mathcal{J}, Q, U, 0\}$ . Для описания поляризации этого излучения достаточно двух нормированных параметров Стокса  $Q/\mathcal{J}$  и  $U/\mathcal{J}$ . Очевидно, что они связаны с  $p$  и  $\varphi_0$  соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{Q}{\mathcal{J}} &= p \cos 2\varphi_0, \\ \frac{U}{\mathcal{J}} &= p \sin 2\varphi_0, \end{aligned} \right\} \quad (4.110)$$

и обратно,

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{\mathcal{J}} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} 2\varphi_0 = \frac{Q}{U}. \quad (4.111)$$

Интенсивности излучения в астрономии обычно измеряются в звездных величинах, поэтому представляется удобным выражать в них и результаты поляризационных измерений. Введем вместо  $p$  величину  $\Delta m_p = 2,5 \lg \frac{I_{\max}}{I_{\min}}$ , которую часто называют *величиной поляризации*. Тогда можно написать

$$\Delta m_p = 2,500 \cdot 0,434 \ln \left( \frac{1+p}{1-p} \right) \approx 2,172p \quad (4.112)$$

и

$$p \approx 0,461 \Delta m_p. \quad (4.112')$$

Соответственно в системе звездных величин могут быть введены параметры, являющиеся аналогами обычных нормированных параметров Стокса  $Q/\mathcal{J}$  и  $U/\mathcal{J}$ :

$$\left. \begin{aligned} \Delta m_Q &= \Delta m_p \cos 2\varphi_0, \\ \Delta m_U &= \Delta m_p \sin 2\varphi_0. \end{aligned} \right\} \quad (4.113)$$

При исследованиях в различных областях астрономии параметры Стокса удобно относить к различным координатным системам (при этом нужно иметь в виду, что  $\mathcal{J}$ ,  $Q^2 + U^2$  и  $V$  будут инвариантны относительно выбора координатных осей). В звездно-астрономических работах параметры Стокса удобно относить к галактическим координатам.

Полезно от введения в рассмотрение параметров Стокса будет с очевидностью продемонстрировано в последующих параграфах. Здесь же отметим лишь то, что параметры Стокса благодаря их аддитивности позволяют легко суммировать и разделять различно поляризованные световые потоки, а также то, что они из-за сложности статистических свойств параметров  $p$  и  $\varphi_0$  более пригодны в статистических исследованиях. В частности, при усреднении поляризации нельзя пользоваться параметрами  $p$  и  $\varphi_0$ , а необходимо переходить к параметрам Стокса. В заключение отметим, что известны и другие удобные и полезные способы описания поляризованного излучения (вектор Джонса, сфера Пуанкаре).

**§ 153. Анализ поляризованного света.** Поляризованное излучение всегда в какой-то степени асимметрично относительно направления его распространения. Эта асимметрия в принципе может быть всегда выявлена посредством приборов, обладающих также определенной асимметрией в своем действии. Анализ состояния поляризации излучения на практике и сводится к изучению изменений, происходящих с излучением при его прохождении через такие приборы. В оптике, в отличие от радиотехники, все преобразования

совершаются линейно. Поэтому для простой волны можно написать:

$$\left. \begin{aligned} E'_l &= A_2 E_l + A_3 E_r, \\ E'_r &= A_4 E_l + A_1 E_r, \end{aligned} \right\} \quad (4.114)$$

где штрихами отмечены компоненты электрического вектора выходящей волны, а комплексные коэффициенты преобразования составляют матрицу  $\hat{A}$ . Переходя к параметрам Стокса, находим линейное же выражение их преобразования в виде

$$\{\mathcal{I}', Q', U', V'\} = \hat{F} \cdot \{\mathcal{I}, Q, U, V\}, \quad (4.115)$$

где параметры со штрихами снова относятся к выходящей волне, а через  $\hat{F}$  обозначена матрица преобразования из 16 элементов, составленных из коэффициентов  $A_1, A_2, A_3$  и  $A_4$ . Для реального света в силу аддитивности параметров Стокса матрица  $\hat{F}$  сохраняет тот же самый вид. Эта матрица является характеристикой оптических устройств и совершенно не зависит от свойств проходящего через них излучения. Она была введена в рассмотрение в 1940-х годах Г. Мюллером и сейчас носит его имя. Важно отметить, что сложный прибор всегда можно представить в виде последовательности более простых приборов, для которых найти матрицы преобразования не составляет большого труда. Тогда отыскание параметров Стокса для излучения, прошедшего через любые оптические устройства, должно сводиться к умножению вектора Стокса исходного излучения на матрицы Мюллера этих оптических устройств, что делается по обычным правилам матричной алгебры. В этом и состоит преимущество нового метода изучения изменений состояния поляризации перед обычными алгебраическими и тригонометрическими методами.

При поляризационных исследованиях основным оптическим устройством, служащим для анализа состояния поляризации излучения, является *линейный анализатор*, называемый обычно просто анализатором. В идеальном случае это устройство пропускает колебания в некотором одном направлении и совершенно не пропускает их в перпендикулярном направлении. Матрица преобразования идеального анализатора, ориентированного под углом  $\varphi$ , имеет вид

$$\hat{F}(\varphi) = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ \cos 2\varphi & \cos^2 2\varphi & \cos 2\varphi \sin 2\varphi & 0 \\ \sin 2\varphi & \cos 2\varphi \sin 2\varphi & \sin^2 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (4.116)$$

Применяя эту матрицу к излучению, определяемому вектором Стокса  $\{\mathcal{I}, Q, U, V\}$ , находим параметры Стокса для излучения, выходящего из анализатора.

В астрономии, как уже указывалось, наиболее часто приходится иметь дело с анализом частично линейно поляризованного излучения. Пусть оно определяется параметрами  $\mathcal{I}, Q, U$  или соответствующими им значениями  $\mathcal{I}, p, \varphi_0$ . Пропуская это излучение через идеальный анализатор, ориентированный под углом  $\varphi$ , мы на выходе получаем излучение, для которого параметры Стокса будут такими:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{I}'(\varphi) &= \frac{1}{2} (\mathcal{I} + Q \cos 2\varphi + U \sin 2\varphi), \\ Q'(\varphi) &= \mathcal{I}' \cos 2\varphi, \\ U'(\varphi) &= \mathcal{I}' \sin 2\varphi, \\ V'(\varphi) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.117)$$

Отсюда видно, что из анализатора всегда выходит линейно поляризованное излучение с направлением колебаний, определяемым положением анализатора. Его интенсивность зависит как от параметров  $\mathcal{J}$ ,  $Q$  и  $U$  исходного излучения, так и от угла  $\varphi$  поворота анализатора. Подставляя в (4.117) значения  $Q$  и  $U$  из (4.110), находим

$$\mathcal{J}'(\varphi) = \frac{1}{2} \mathcal{J} [1 + p \cos 2(\varphi - \varphi_0)] \quad (4.118)$$

или, деля излучение  $\mathcal{J}$  на поляризованное  $I_p$  и естественное  $I_e$ , уравнение (4.118) переписываем в виде

$$I'(\varphi) = \frac{1}{2} I_e + I_p \cos^2(\varphi - \varphi_0). \quad (4.118')$$

Это выражение представляет собой обобщение общеизвестной формулы Малюса на случай частично линейно поляризованного излучения. Полученные формулы показывают, что в интенсивности излучения, прошедшего через анализатор при разных углах его поворота, содержится достаточная информация для определения параметров частично линейно поляризованного излучения. Излучение  $I'(\varphi)$  достигает максимума при  $\varphi = \varphi_0$ , чем и определяется положение плоскости преимущественных колебаний. Степень же поляризации, в соответствии с традиционным ее определением, дается выражением  $p = \frac{I'_{\max} - I'_{\min}}{I'_{\max} + I'_{\min}}$ . В общем случае для определения всех трех параметров  $I$ ,  $p$ ,  $\varphi_0$  достаточно получить три оценки  $I'(\varphi)$  при трех значениях  $\varphi$ .

Обозначая  $I'_1$ ,  $I'_2$  и  $I'_3$  интенсивности, соответствующие углам  $\varphi_1$ ,  $\varphi_1 + 60^\circ$  и  $\varphi_1 + 120^\circ$ , для определения  $p$  и  $\varphi_0$  можно использовать формулы, выведенные В. Г. Фесенковым:

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{2\sqrt{I'_1(I'_1 - I'_2) + I'_2(I'_2 - I'_3) + I'_3(I'_3 - I'_1)}}{\mathcal{J}'_1 + \mathcal{J}'_2 + \mathcal{J}'_3}, \\ \operatorname{tg} 2(\varphi_0 - \varphi_1) &= \sqrt{3} \frac{I'_2 - I'_3}{2I'_1 + I'_2 + I'_3}. \end{aligned} \right\} \quad (4.119)$$

Представляет интерес и дифференциальная формула:

$$\frac{I'(\varphi) - I'(\varphi + 90^\circ)}{I'(\varphi) + I'(\varphi + 90^\circ)} = \frac{Q}{\mathcal{J}} \cos 2\varphi + \frac{U}{\mathcal{J}} \sin 2\varphi = p \cos 2(\varphi - \varphi_0), \quad (4.120)$$

из которой следует, что для определения  $p$  и  $\varphi_0$  (или  $Q/\mathcal{J}$  и  $U/\mathcal{J}$ ) достаточно двух дифференциальных оценок стоящего слева отношения.

В тех случаях, когда состояние поляризации определяется через параметры Стокса, их нормированные значения удобно находить по таким формулам:

$$\left. \begin{aligned} \frac{Q}{\mathcal{J}} &= \frac{I'(0^\circ) - I'(90^\circ)}{I'(0^\circ) + I'(90^\circ)}, \\ \frac{U}{\mathcal{J}} &= \frac{I'(45^\circ) - I'(135^\circ)}{I'(45^\circ) + I'(135^\circ)}. \end{aligned} \right\} \quad (4.121)$$

Если интенсивность излучения измеряется в звездных величинах  $m$ , то для определения параметров Стокса, выраженных также в звездных величинах, эти формулы принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \Delta m_Q &= m(90^\circ) - m(0^\circ), \\ \Delta m_U &= m(135^\circ) - m(45^\circ). \end{aligned} \right\} \quad (4.121')$$

Определение состояния поляризации через дифференциальные измерения наиболее оправдано при использовании анализаторов, выделяющих два ортогонально поляризованных луча. В этом случае поляризационные измерения сводятся к фотометрическому сравнению двух одновременно выходящих из анализатора лучей. После того как параметры Стокса найдены, переход к параметрам  $p$  и  $\varphi_0$  может быть выполнен по формулам (4. 111).

Точность, с которой могут быть получены параметры поляризации, очевидно, должна определяться точностью лежащих в их основе фотометрических оценок. Из соотношений (4. 121) и (4. 121') видно, что нет оснований считать, что определения разных параметров Стокса должны быть не одинаковой точности, среднеквадратичные ошибки определения  $Q/\mathcal{I}$ ,  $U/\mathcal{I}$ , а следовательно, и  $p$  могут быть приняты равными  $\sigma_Q = \sigma_U = \sigma_p$ . Ошибка определения угла  $\varphi_0$ , очевидно, должна зависеть от величины  $p$ . Можно показать, что для  $p \gg \sigma_p$  ошибка  $\sigma_\varphi = 28^\circ,6 \sigma_p/p$ .

В случае эллиптически поляризованного излучения линейный анализатор не позволяет выполнить его полное исследование. Действительно, применяя матрицу (4. 116) к вектору  $\{\mathcal{I}, Q, U, V\}$ , отвечающему самому общему случаю частично эллиптически поляризованного излучения, мы находим, что выходящее из анализатора излучение характеризуется теми же самыми выражениями (4. 117), что и частично линейно поляризованное излучение. В этих выражениях совершенно отсутствует параметр  $V$ , откуда мы заключаем о возможности найти при помощи линейного анализатора во всех случаях параметры  $Q$  и  $U$  и о принципиальной невозможности определить параметр  $V$ . Для того чтобы найти параметр  $V$ , необходимо дополнительное устройство, способное вносить в излучение разность фаз, — *линейная фазовая пластинка*. Такая пластинка, вносящая разность фаз  $90^\circ$  или разность хода  $1/4 \lambda$ , будучи ориентирована вдоль осей  $l$  и  $r$  так, что увеличивается фаза вдоль оси  $r$ , характеризуется матрицей

$$\hat{F} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \end{vmatrix}. \quad (4. 122)$$

Применив ее к излучению с вектором  $(\mathcal{I}, Q, U, V)$ , мы находим, что она преобразует его в излучение с вектором  $(\mathcal{I}, Q, V, -U)$ . Анализируя это излучение описанным выше путем при помощи линейного анализатора, мы можем как всегда найти параметры  $Q$  и  $U$ , но  $U$  здесь будет равно  $V$ . Таким образом, используя анализатор с пластинкой  $1/4 \lambda$  и без нее, мы можем определить все четыре параметра Стокса  $\mathcal{I}, Q, U$  и  $V$ . Возможно использование и других фазовых пластинок с  $\delta \neq 90^\circ$ , а также пластинок, по другому ориентированных. В частности, пластинка в  $1/4 \lambda$ , ориентированная по осям эллипса, компенсирует имеющуюся разность фаз и превращает излучение в линейно поляризованное. Здесь, так же как в рассмотренном выше случае и во всех других, поляризационный анализ излучения с самым общим состоянием поляризации в конце концов сводится к анализу частично линейно поляризованного излучения. Общая схема операций по выявлению характера поляризации излучения дана в табл. XLIII.

Однако все четыре параметра Стокса могут быть измерены и одновременно. Для этого излучение, прежде чем оно попадет на приемник излучения (фотоэлемент), должно пройти через модулирующее устройство, состоящее из вращающейся фазовой пластинки, анализатора, вращающегося в ту же сторону, что и пластинка, но с другой частотой, и из неподвижного анализатора. Тогда возникший фототок будет состоять из постоянной части

ТАБЛИЦА XLIII

I. При вращении анализатора (без пластинки в  $1/4 \lambda$ )  $I'$  не меняется.

Перед анализатором ставится пластинка в  $1/4 \lambda$

| При вращении анализатора $I'$ снова не меняется | При вращении анализатора $I'$ меняется, |                                              |
|-------------------------------------------------|-----------------------------------------|----------------------------------------------|
|                                                 | при этом $I'_{\min} = 0$                | при этом $I'_{\min} \neq 0$                  |
| Излучение естественное                          | Излучение циркулярно поляризованное     | Излучение частично циркулярно поляризованное |

II. При вращении анализатора (без пластинки в  $1/4 \lambda$ ) при некотором угле поворота  $\varphi_0$  наблюдается  $I'_{\min} \neq 0$

|                                                                  |                                                                                         |                                                         |                                                               |
|------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------|
| При $\varphi = \varphi_0 + 90^\circ$ наблюдается $I'_{\min} = 0$ | при $\varphi = \varphi_0 + 90^\circ$ наблюдается $I'_{\min} \neq 0$                     |                                                         |                                                               |
|                                                                  | перед анализатором поставлена пластинка $1/4 \lambda$ с осью по направлению $\varphi_0$ |                                                         |                                                               |
|                                                                  | При вращении анализатора $I'_{\min} = 0$                                                | при вращении анализатора $I'_{\min} \neq 0$             |                                                               |
|                                                                  |                                                                                         | при этом $I'_{\max}$ остается при $\varphi = \varphi_0$ | при этом $I'_{\max}$ наблюдается при $\varphi \neq \varphi_0$ |
| Излучение линейно поляризовано                                   | Излучение эллиптически поляризовано                                                     | Излучение частично линейно поляризовано                 | Излучение частично эллиптически поляризовано                  |

и из сложной периодической составляющей, форма которой определяется характером поляризации. Для полного определения всех параметров Стокса из фототока достаточно выделить колебания трех частот. Функция выделения и измерения различных частот выполняется анализирующим радиотехническим устройством.

§ 154. Оптические устройства, применяемые при анализе поляризованного света. В предыдущем параграфе было показано, что для анализа состояния поляризации излучения в самом общем случае достаточно наблюдать изменение интенсивности этого излучения после того как оно прошло через *анализатор* и какую-либо *линейную фазовую пластинку*. Эти оптические устройства и являются основными при поляризационных измерениях. Однако некоторые методы определения параметров линейно поляризованного излучения связаны с компенсацией подлежащей измерению поляризации. Приспособления, используемые для этой цели, естественно назвать *компенсаторами* поляризации. Иногда представляется желательным введение в измерительную схему приспособления, вносящего в излучение определенную, заранее известную степень поляризации, — *калибратора*. И, наконец, во многих случаях измерительная процедура облегчается, если в процессе измерения есть возможность обратиться к естественному, неполяризованному излучению, которое может быть получено из любого излучения при помощи *деполяризатора*.

а) *Линейные поляризаторы*, используемые как анализаторы, компенсаторы и калибраторы. Оптические устройства, преобразующие естественное излучение в поляризован-

ное, называется *поляризаторами*. Все поляризаторы разделяют излучение на две ортогонально поляризованные составляющие. Обычно используется одна составляющая, а другая выводится в сторону либо поглощается. В случае, если естественное излучение преобразуется в линейно поляризованное, мы имеем дело с *линейным поляризатором*. В принципе любой линейный поляризатор может быть использован для анализа линейно поляризованного излучения, т. е. может служить анализатором. Однако далеко не все из них удобны и далеко не все используются как анализаторы в астрономической практике. Пригодность поляризатора для использования в качестве анализатора определяется прежде всего его поляризующей способностью  $P$ , измеряемой степенью поляризации того излучения, которое получается после прохождения через поляризатор естественного излучения. Для астрономических применений весьма существен также общий коэффициент пропускания анализатора  $k$ . Кроме того, важна спектральная область, в которой он может работать, размер анализатора, а также апертурный угол, в пределах которого его поляризующая способность остается достаточно высокой.

Обычно для анализатора определяют главные коэффициенты пропускания  $k_1$  и  $k_2$  (если нужно, в зависимости от длины волны). Они определяются через отношение интенсивностей прошедшего излучения и падающего линейно поляризованного излучения. При этом  $k_1$  относится к случаю максимального, а  $k_2$  минимального пропускания. Тогда

$$P = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \quad \text{и} \quad k = \frac{k_1 + k_2}{2}. \quad (4.123)$$

Формулы, приведенные в предыдущем параграфе, справедливы для идеального анализатора, у которого  $k_2 = 0$  и, соответственно,  $P = 1$  и  $k = k_1/2$ . Если же используется не идеальный анализатор, то для получения из наблюдений истинной поляризации, непосредственно наблюдаемое ее значение должно быть умножено на  $\frac{k_1 + k_2}{k_1 - k_2}$ . Несовершенство анализатора иногда характеризуется коэффициентом полноты поляризации

$$x = \frac{2k_2}{k_1 - k_2},$$

указывающим на относительное содержание в пропущенном излучении естественного неполяризованного излучения. Для хороших анализаторов он должен быть порядка  $10^{-4}$ — $10^{-5}$ . Исследование анализаторов удобно вести, имея пару идентичных анализаторов. Тогда, измеряя пропускание параллельно ориентированных и скрещенных анализаторов  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$ , для нахождения  $k_1$  и  $k_2$  можно использовать соотношения:

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= \left( \frac{T_{\parallel} + T_{\perp}}{2} \right)^{1/2} + \left( \frac{T_{\parallel} - T_{\perp}}{2} \right)^{1/2}, \\ k_2 &= \left( \frac{T_{\parallel} + T_{\perp}}{2} \right)^{1/2} - \left( \frac{T_{\parallel} - T_{\perp}}{2} \right)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.124)$$

Отражение и преломление света лежат в основе устройства очень простых, дешевых и годных для широких световых пучков поляризаторов, могущих вместе с тем служить и анализаторами. Для излучения, отраженного поверхностью, разделяющей какие-либо две диэлектрические среды, коэффициенты отражения лучей с колебаниями, параллельными и перпендикулярными к плоскости падения,  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$ , даются формулами Френеля:

$$\rho_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(i - r)}{\operatorname{tg}^2(i + r)}, \quad \rho_{\perp} = \frac{\sin^2(i - r)}{\sin^2(i + r)}, \quad (4.125)$$



где  $i$  — угол падения и  $r$  — угол преломления. Если падение происходит под углом Брюстера, который для случая поверхности, разделяющей воздух со средой, обладающей показателем преломления  $n$ , определяется выражением  $\operatorname{tg} i = n$  (для стекла с  $n=1,53$  он равен  $56^\circ 50'$ ), коэффициент  $\rho_{\parallel}=0$  и  $\rho_{\perp} = \left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^2$ , так что отраженный свет должен быть полностью поляризованным. Однако на практике он никогда не оказывается поляризованным полностью. Кроме того, коэффициент отражения всегда невелик (для стекла, если на него под углом Брюстера падает естественный свет, он равен 8%) и, наконец, подобные устройства, могущие быть осуществленными, например, в виде пластин из черного стекла, очень громоздки и неудобны в работе. Тем не менее в прошлом они довольно широко использовались в качестве анализаторов при поляриметрических наблюдениях солнечной короны.

Свет, преломленный какой-либо диэлектрической прозрачной пластинкой, всегда частично и притом не сильно поляризован. Для повышения степени поляризации используется *стопа пластинок*. Сейчас такие стопы из селеновых и иных пленок используются при поляризационных измерениях в инфракрасной области. *Двойное лучепреломление* в кристаллах с образованием пучков лучей, полностью поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, открывает возможность создания весьма совершенных поляризационных устройств, могущих служить почти идеальными анализаторами. В настоящее время двойное лучепреломление известно у многих естественных и искусственных кристаллов, но для использования в поляриметрических исследованиях наиболее пригодным является *исландский шпат*, у которого двойное лучепреломление выражено весьма сильно ( $n_o=1,6584$  и  $n_e=1,4864$  для линии D). Однако в чистом виде кристаллы исландского шпата используются редко. Обычно из них изготовляют специальные конструкции, называемые *поляризационными призмами*. Различают *однолучевые* и *двухлучевые* поляризационные призмы.

Классической однолучевой поляризационной призмой, изобретенной еще в 1828 г., является *призма Николя*, или *николь*. Для получения этой призмы в ромбоэдрическом кристалле исландского шпата лобовые грани сошлифовываются так, чтобы они составляли углы в  $68^\circ$  с боковыми ребрами. Затем кристалл разрезается перпендикулярно к полученным граням и главному сечению и образовавшиеся две половинки склеиваются канадским бальзамом. Необыкновенный луч проходит через такую призму с небольшим отклонением. Обыкновенный же луч испытывает полное внутреннее отражение на слое канадского бальзама и в дальнейшем поглощается либо выводится в сторону. Призма Николя по целому ряду обстоятельств не может быть сочтена совершенным анализатором и ее недостатки в той или иной мере устранены в многочисленных других конструкциях поляризационных призм, хотя и построенных на том же принципе, что и николь. В некоторых из этих призм произведена замена прослойки канадского бальзама какой-либо другой средой, например, воздухом (призма Фуко), что позволяет использовать их в ультрафиолете. Затем в современных призмах лобовые грани, как правило, располагаются нормально к боковым ребрам. И, наконец, кристаллографическая ось в них может иметь различное направление, причем все призмы в этом отношении делятся на три класса: 1) ось параллельна преломляющему ребру (призмы Томпсона, Глана, Глазенбрука, Аренса), 2) ось перпендикулярна к поверхности распила (призмы Николя, Фуко, Гортнак—Празмовского) и 3) ось лежит в плоскости входных граней и проходит по диагонали (призма Франка—Риттера). Применяющиеся в настоящее время призмы различаются между собой апертурным углом полной поляризуемости, отношением длины к сечению и другими

характеристиками. Указать строго определенное назначение каждой призмы не представляется возможным. На рис. 236, *а* и *б* изображены две современные, весьма часто используемые на практике поляризационные призмы: призма Глана—Томпсона и двойная призма Франка—Риттера.

Как простейшие двухлучевые поляризаторы, иногда используются пластинки, отколотые от кристаллов исландского шпата. Но так как они дают недостаточно большое расхождение лучей, на практике снова предпочитают обращаться к специальным конструкциям двухлучевых призм, иногда называемых *двоюкпреломляющими призмами*. Обычно они состоят из двух одинаковых трехгранных призм, но с разным направлением кристаллографической оси. При их соединении образуется плоскопараллельная пластинка, в которой лучи с разными направлениями колебаний испытывают различные отклонения при переходе из одной призмы в другую, а также при выходе во внешнюю среду. Интенсивности вышедших лучей

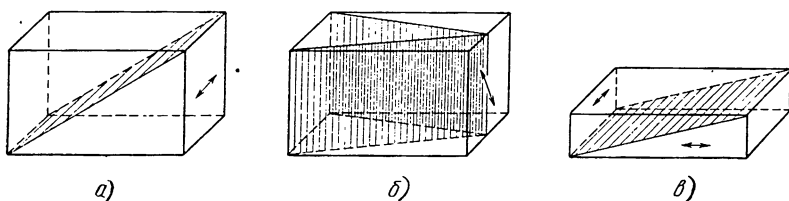


Рис. 236.

несколько различаются. Такие призмы изготовляют обычно из шпата, но они могут быть сделаны также из кварца, из комбинации шпата со стеклом и т. п. Известны призмы Рошона, Волластона и др. На рис. 236, *в* изображена призма Волластона.

Поляризационные призмы, как наиболее совершенные анализаторы, широко используются в астрономической практике. При исследованиях в ультрафиолетовой области они пока незаменимы. Их недостатком является невозможность изготовления призм большого размера, ограниченность апертуры, трудность изготовления и высокая стоимость.

Начиная с 1930-х годов в практику поляризационных исследований начали широко внедряться только что изобретенные Э. Лендом поляризующие свет пленки, зажатые между защитными, обычно стеклянными, пластинками, получившие название поляроидов. В настоящее время поляроиды являются одними из наиболее распространенных анализаторов. Действие их основано на явлении *дихроизма*, т. е. на способности некоторых веществ пропускать лучи, имеющие одну форму поляризации, и поглощать лучи, имеющие форму поляризации, ортогональную первой. Мы, очевидно, должны рассматривать лишь линейно дихроичные вещества, которые позволяют выделять из излучения его линейно поляризованные составляющие. Качество поляроида обычно определяется отношением его главных оптических плотностей, называемых *дихроичным отношением*. Для хороших поляроидов оно должно быть не ниже 20.

Некоторые дихроичные кристаллы, например, турмалин, были известны давно, однако они из-за многих присущих им недостатков имели весьма ограниченное применение в поляризационной практике. Положение радикально изменилось, когда Ленд нашел, что размер дихроичного поляризатора может быть резко увеличен, если один монокристалл заменить системой из множества единообразно ориентированных микрокристаллов. Созданная им система из микрокристаллов герпатита действовала как единый большой, но тонкий кристалл герпатита. Подобные поляризаторы получили

название *микрористаллических поляроидов*. В современных поляроидах вместо дихроичных микрористаллов обычно используются дихроичные молекулы и такие поляроиды называются *молекулярными*. Дихроичные молекулы, как правило, имеют вид длинных тонких волокон, которые наиболее сильно поглощают излучение с колебаниями, направленными вдоль их осей. Ориентация дихроичных элементов вытянутой формы — кристаллов, молекул — может быть достигнута различными путями, но обычно используется способ растягивания той основы, в которой заключены дихроичные элементы. В настоящее время наиболее распространены поляроиды, имеющие в основе прозрачный полимерный материал, окрашенный специальным красителем и содержащий длинные единообразно ориентированные молекулы. Такие поляроиды в зарубежной литературе обычно называются поляроидами Н-типа. Обычно это пленки поливинилового спирта, содержащие йод. На рис. 237 представлены в зависимости от длины волны поляризующая способность  $P$  (сплошная кривая) и коэффициент пропускания  $k$  (прерывистая кривая), включающий отражение света защитными пластинками, для поляроида, изготовленного в Государственном оптическом институте (Ленинград) под руководством Д. А. Годиной.

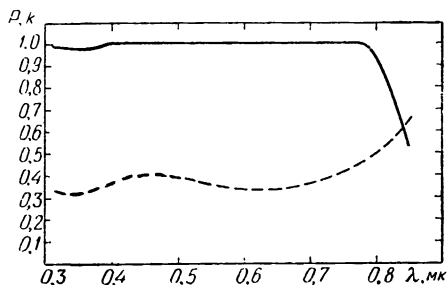


Рис. 237.

Поляроиды по поляризующей способности и коэффициенту пропускания в общем уступают поляризационным призмам. Но при использовании их в ограниченной спектральной области различие может быть небольшим. Выпускаемые промышленностью поляроиды обычно хороши для всей видимой области спектра, но их поляризующая способность падает как в длинноволновой, так и в коротковолновой областях. Кроме того, в коротковолновой области спектра у них, как правило, падает и прозрачность. Тем не менее, подбирая специальные материалы, можно изготовить достаточно хорошие поляроиды как для инфракрасной, так и для ближайшей ультрафиолетовой области спектра. Как большое преимущество поляроидов перед другими анализаторами нужно отметить возможность иметь их практически любого нужного размера. Апертурный угол поляроидов весьма велик — он может достигать  $60$ — $80^\circ$ . Наконец, важно и то, что поляроиды при любых размерах представляют собой тонкие пластины, допускающие удобное использование в самых различных оптических схемах. Все это, особенно если учесть дешевизну поляроидов, и обеспечило им самое широкое распространение. Но если поляроид используется непосредственно перед фотопластинкой, нужно проявлять некоторую осторожность, так как его прозрачность по полю может меняться, даже для хороших поляроидов, в пределах нескольких процентов; кроме того, может наблюдаться также изменение положения плоскости поляризации, особенно у краев пленки.

Для того чтобы компенсировать имеющуюся в излучении линейную поляризацию, необходимо внести в него дополнительно поляризацию, по величине такую же, как имеющаяся, но противоположную по направлению. Это может быть достигнуто при помощи различных поляризаторов, но требования к ним теперь должны сводиться прежде всего к возможности получать любую поляризацию, которая к тому же должна легко отсчитываться. Сейчас в качестве компенсаторов поляризации обычно используются наклонные стеклянные пластинки, могущие менять наклон и поворачиваться по позиционному углу. Вводимая такой пластинкой

поляризация может быть найдена по формуле, вытекающей из формул Френеля:

$$p = \frac{1 - \cos^4(i - r)}{1 + \cos^4(i - r)}. \quad (4.126)$$

При больших углах наклона эта формула, из-за необходимости учитывать многократные отражения, перестает быть точной. Направление преимущественных колебаний в полученном таким образом поляризованном излучении будет совпадать с направлением наклона пластинки. Та же наклонная пластинка, устанавливаемая в некоторых фиксированных положениях, может служить для введения в излучение некоторой вполне определенной поляризации т. е. может быть использована как калибратор. Стекла́нная пластинка с показателем преломления  $n=1,53$ , установленная под углами 10, 20 и 30°, вводит в проходящий свет поляризацию, равную соответственно 0,4, 1,5 и 3,5%.

б) *Фазовые пластинки*, используемые для изменения разности фаз, как компенсаторы разности фаз и деполяризаторы. Известно много устройств, вносящих в компоненты проходящего через них излучения определенную разность фаз. Обычно они основываются на использовании явлений двупреломления или отражения света и могут быть названы фазовыми или волновыми пластинками. При анализе эллиптически поляризованного излучения для изменения имеющейся разности фаз (в частности ее компенсации и, следовательно, превращения излучения в линейно поляризованное) используются линейные фазовые пластинки. Это обычно пластинки, вырезанные из одноосных кристаллов параллельно их кристаллографической оси, пластинки слюды, а также пленки из различных ориентированных полимерных материалов, пленки поливинилового спирта, целлулоидные пленки и т. п. При толщине пластинки  $d$  создаваемая ею разность хода  $\tau$  определяется выражением  $\tau = (n_o - n_e) d$  и отсюда вносимая ею в излучение разность фаз  $\delta$ , выраженная в градусах, будет

$$\delta = \frac{360^\circ (n_o - n_e) d}{\lambda}.$$

Наиболее употребительны *четвертьволновые* ( $1/4\lambda$ ) или 90°-пластинки. Для исландского шпата с разностью  $(n_o - n_e) = 0,172$  толщина такой пластинки должна быть равна 870 мкм для  $\lambda = 600$  мкм. Получение столь тонких пластинок весьма затруднительно, поэтому для их изготовления стремятся использовать материалы с возможно меньшими значениями  $(n_o - n_e)$ . Наиболее употребительна слюда. Это материал с хорошо выраженной слоистостью и потому пластинки нужной толщины, порядка 50 мк, без труда получаются путем ее расщепления.

Для той же цели компенсации разности фаз используются и более сложные фазовые устройства, способные компенсировать любую заданную разность фаз. Они называются *фазовыми компенсаторами*. Наиболее известен *компенсатор Бабиня*, составленный из двух, как правило, кварцевых клиньев, вырезанных так, что их оси оказываются перпендикулярными друг к другу. Тогда, сдвигая один клин относительно другого, можно получить любую разность хода  $\tau = (n_o - n_e)(d_1 - d_2)$ , где  $d_1$  и  $d_2$  — толщины клиньев в месте пересечения их лучом света. Фазовые пластинки, как правило, хроматичны, но пластинки, построенные на использовании явления полного внутреннего отражения (например, ромб Френеля) почти ахроматичны. Ахроматичные в широкой области спектра фазовые пластинки могут быть получены также в результате комбинации нескольких слоев одного и того же материала, например слюды, разной толщины и ориентации (пластинки Панчаратнама).

В некоторых схемах поляризационных измерений предусматривается возможность превращения поляризованного излучения в естественное. Кроме того, нужно иметь в виду, что поляризация излучения в ряде случаев, например, при спектрофотометрических измерениях, может быть серьезной помехой и тогда это излучение также желательно деполаризовать. Однако если излучение поляризовано, то устранить его поляризацию нелегко. В качестве простейших деполаризаторов могут быть взяты диффузно пропускающие и отражающие свет пластинки. Но они неудобны в использовании и ведут к большим потерям света. Лучшие результаты можно получить с фазовыми пластинками, позволяющими создать внутри некоторого спектрального интервала или геометрического сечения светового пучка совокупность различных форм поляризации, практически неотличимую от естественного излучения. Из таких деполаризаторов (хотя их правильно называть псевдодеполаризаторами) в астрономической практике наиболее часто применяется *деполаризатор Лью*. Он состоит из двух пластинок, обычно кварцевых, отличающихся вдвое по толщине, вырезанных параллельно оси кристалла и ориентированных под углом  $45^\circ$  относительно друг друга. Его деполаризирующее действие тем лучше, чем больше используемый спектральный интервал и чем равномернее распределена в нем световая энергия. Необходимо, однако, иметь в виду, что любое, даже изначально естественное излучение из деполаризатора должно выходить всегда слегка поляризованным благодаря различию коэффициентов отражения от выходной грани последней пластинки для лучей с колебаниями в разных плоскостях. Для монохроматического света в качестве деполаризатора хорошо себя показала комбинация вращающихся четвертьволновой и полуволновой фазовых пластинок, причем вращение полуволновой пластинки происходит со скоростью вдвое большей, чем четвертьволновой.

Фазовые пластинки имеют и другие применения. Вращающаяся полуволновая пластинка в комбинации с анализатором может служить модулятором поляризованного излучения. Комбинация фазовых пластинок, называемая *пластинкой Савара*, используется для обнаружения поляризованного света в визуальных поляриметрах.

**§ 155. Аппаратура и методика поляризационных измерений.** Так как задача определения параметров поляризованного излучения всегда в конце концов сводится к оценкам интенсивности излучения, пропущенного через соответствующие оптические устройства, то ее следует считать *чисто фотометрической задачей*, для решения которой могут быть привлечены методы как визуальной, фотографической, так и фотоэлектрической фотометрии. Соответственно этому различают визуальную, фотографическую и фотоэлектрическую поляриметрию. Естественно, что аппаратура, методика и техника наблюдений в разных случаях должны быть различны и должны определяться свойствами используемых приемников излучения. Наряду с этим в некоторых методах измерения поляризации приемники излучения используются лишь как индикаторы присутствия или отсутствия поляризации. Сами же измерения поляризации осуществляются путем введения в излучение дополнительной поляризации, компенсирующей уже имеющуюся. Тогда параметры поляризации наблюдаемого излучения могут быть выведены из показаний компенсатора поляризации. Но и здесь при констатации отсутствия поляризации, по существу, решается чисто фотометрическая задача.

а) *Визуальная поляриметрия.* Устройство визуальных поляриметров и характер методики визуальных поляриметрических наблюдений определяются, исходя из способности глаза с большой точностью констатировать равенство или неравенство яркости двух соседних фото-

метрических полей и непригодности его для количественных оценок их различия. Исходя из этого, во всех методах визуальной поляриметрии производится оценка яркости двух соседних фотометрических полей путем их выравнивания. В *поляриметре Корню* вращением анализатора выравниваются яркости двух соседних и поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях изображений входной диафрагмы поляриметра, создаваемых при помощи призмы Волластона. *Полярископ Савара* имеет в своей основе пластинку Савара. Излучение, прошедшее через пластинку Савара,

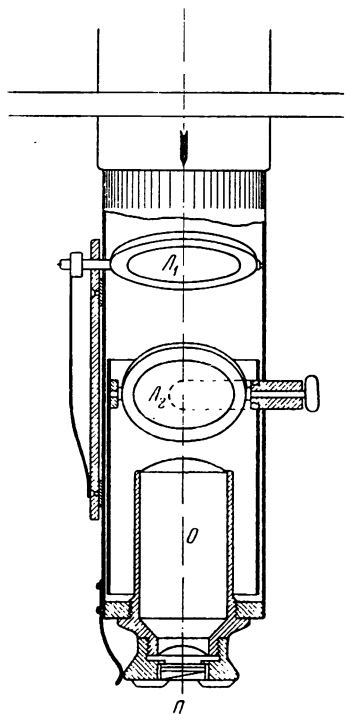


Рис. 238.

наблюдается через анализатор — николю, расположенный так, что плоскость его пропускания образует углы в  $45^\circ$  с осями пластинки Савара. О присутствии в излучении поляризации судят по появлению системы интерференционных полос. Дополняя полярископ Савара компенсатором поляризации, можно по показаниям последнего, снятым, когда наблюдается исчезновение интерференционной картины, производить количественные оценки поляризации. Этим самым полярископ превращается в поляриметр.

Б. Лию специально для астрономических целей сконструировал поляриметр, представляющий, по сути дела, усовершенствованный поляриметр Савара. Его устройство показано на рис. 238. Он так же как и поляриметр Савара имеет в основе пластинку Савара, но в качестве анализатора в нем используется призма Волластона. Свет после прохождения комбинации пластинка—призма  $L$ , установленный за окуляром  $O$ , дает две совмещенные системы интерференционных полос, благодаря чему их яркость удваивается. Для компенсации и, соответственно, измерения поляризации служит наклонная целлулоидная пластинка  $L_1$ . Лию нашел, что чувствительность прибора повышается, если дополнительно вводить небольшую поляризацию при помощи второй целлулоидной пластинки  $L_2$ . В этом случае вместо

исчезновения системы полос при вращении прибора должна оставаться неизменной их контрастность. Дальнейшее усовершенствование поляриметра Лию было сделано А. Дольфюсом. Он заменил пластинку Савара решеткой из полуволновой целофановой пленки. Это позволило заменить синусоидальные профили полос прямоугольными и тем самым увеличить контраст.

Часто высказывается мнение об исключительно высокой точности визуальных поляриметрических наблюдений, особенно выполняемых при помощи поляриметров Савара, Лию и Дольфюса. Легко видеть, что это мнение не имеет под собой достаточных оснований. Действительно, в визуальных поляриметрах измерения всегда состоят из выравнивания соседних световых полей яркостью  $B$  и  $B + \Delta B$ , точность которого определяется контрастной чувствительностью глаза и может достигать до величины порядка 1%. Яркость же сравниваемых полей оказывается пропорциональной максимальной и минимальной интенсивности излучения  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ . Тогда выражение для контраста соседних полей  $\eta = \Delta B / B$  принимает вид  $(I_{\max} - I_{\min}) / I$ , т. е. можно написать  $\eta = 2r$  и если  $\eta$  оценивается с точностью 1%, то  $r$  из этих наблюдений определяется с точностью 0,5%. Однако при наблюдениях слабосветящихся объектов контрастная чувствительность глаза падает и соответ-

ственно уменьшается точность определения  $p$ . Визуальные поляриметры, особенно поляриметры Лио и Дольфюса, довольно широко использовались при поляриметрических исследованиях Луны и планет.

б) **Фотографическая поляриметрия.** Фотографическая пластинка допускает сравнение интенсивности излучения по разным, но полученным в одинаковых условиях снимкам. Поэтому она позволяет выводить поляризацию из серии снимков, сделанных с обычным однолучевым анализатором. Для определения всех параметров частично линейно поляризованного излучения достаточно иметь три снимка, а если положение плоскости поляризации известно заранее, то можно ограничиться и двумя. Определение параметров  $p$  и  $\varphi_0$  или  $\theta_0$  может быть выполнено, например, по формулам (4.119). Сейчас в качестве анализатора обычно используется поляроид и тогда поляриметрический инструмент оказывается предельно простым. Это фотографический телескоп, в котором перед пластинкой или, если позволяют размеры, перед объективом, в специальной оправе, допускающей вращение по позиционному углу, установлен анализатор—поляроид. Может быть использован и агрегат из трех и более камер, в каждой из которых имеется поляроид, занимающий вполне определенное положение. В первом случае необходимые снимки получаются последовательно при изменении от снимка к снимку положения анализатора, во втором же одновременно. Полученные снимки должны быть снабжены калибровкой, и конечно, должны быть соблюдены все предосторожности, вытекающие из требований фотографической фотометрии.

Основным недостатком описанной методики, помимо общего недостатка, присущего всем методам, связанным с применением однолучевых анализаторов — использование не более половины света, собираемого телескопом, что ведет к снижению его эффективности, — является опасность того, что подлежащие сравнению снимки могут оказаться несколько различными. При использовании агрегата камер эти различия прежде всего могут объясняться некоторой неидентичностью камер и должны быть специально изучены. При последовательном фотографировании на одном телескопе эти различия могут проистекать от изменения условий фотографирования. В случае, когда фотографируются слабосветящиеся объекты, требующие больших выдержек, особенно опасны изменения атмосферной прозрачности и яркости неба. Тем не менее таким путем, используя агрегаты камер, довольно часто выполняются поляриметрические исследования солнечной короны и комет. Для изучения таких туманностей и звезд, которые требуют больших телескопов, конечно, нереально говорить о создании агрегатов телескопов и приходится прибегать к последовательным снимкам.

При поляриметрическом изучении звезд этот простой метод выведения поляризации из ряда независимых снимков может быть полезен, если определение поляризации излучения интересующих нас звезд вести относительно звезд сравнения, поляризация излучения которых была определена заранее. При изучении протяженных объектов, таких как туманности, было бы также желательно иметь на каждой пластинке объекты сравнения, снятые одновременно с изучаемыми объектами и могущие быть использованными как марки, связывающие между собой отдельные пластинки. В. А. Домбровским для этой цели было предложено использовать *д в у х э т а ж н у ю к а с с е т у*. Тогда внефокальные изображения звезд, получающиеся в этом случае вместе с изучаемыми объектами, и могут служить такими марками, позволяющими исключать изменение условий при получении отдельных снимков. Постоянство блеска звезд сравнения и отсутствие в их излучении поляризации должно быть выяснено из специальных исследований. Этот метод с успехом применяется на ряде обсерваторий. Изменение условий за время получения серии поляриметрических снимков может быть также

исключено, если непрерывные и продолжительные экспонирования, ведущиеся при разных положениях анализатора последовательно друг за другом, разбить на множество дробных экспозиций, сменяющих друг друга в непрерывно циклической последовательности. Прибор, основанный на этом принципе, был сконструирован и построен Д. А. Рожковским с сотрудниками.

Двухлучевые анализаторы дают возможность вдвое эффективнее использовать телескопы, но самое главное их преимущество состоит в том, что они позволяют одновременно получать два изображения, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях, благодаря чему определение поляризации становится задачей дифференциальной фотографической фотометрии, — задачей, которая может быть решена с относительно более высокой точностью. Для определения поляризации необходимо иметь не менее двух снимков, но если положение плоскости поляризации известно заранее, можно ограничиться даже одним. Снимки должны быть снабжены калибровкой. Вычисление поляризации может быть проведено по формулам

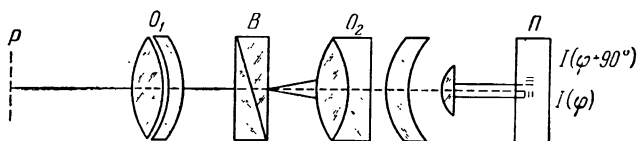


Рис. 239.

(4. 121) или (4. 121') и (4. 111). К сожалению, на снимках, сделанных с анализатором, дающими два изображения, всегда приходится сталкиваться с более или менее значительными искажениями этих изображений; фон неба на таких снимках вдвое сильнее, чем на снимках, полученных с обычными анализаторами, и, наконец, в случае фотографирования объектов больших угловых размеров всегда возможно частичное наложение изображений друг на друга.

При поляриметрическом изучении звезд двоякопреломляющая призма, а иногда даже просто шпатовый кристалл сплошь и рядом устанавливаются непосредственно перед фотопластинкой в сходящемся пучке лучей. Тогда на пластинке все звезды выходят двойными с компонентами, поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях, но, как правило, несколько различного вида, причем характер различия меняется по полю. Очевидно, что эти различия могут быть источником значительных ошибок при выведении поляризации. Эти различия будут тем менее заметными, чем меньше светосила телескопа и чем меньше угол двоения призмы. В светосильных же телескопах необходимо организовывать параллельный пучок лучей и уже в нем устанавливать поляризационную призму. Комбинируя двоякопреломляющие призмы с различным образом вырезанными кварцевыми пластинками, У. Эман создал ряд более сложных приборов, образующих не одну, а две пары изображений разного цвета или яркости.

Попытка преодолеть недостатки двухлучевых анализаторов в применении к наблюдениям протяженных объектов была сделана в приборе, предложенном еще в 1886 г. Э. Пикерингом и затем осуществленном в ряде вариантов, под названием поляриграфа, Эманом. Поляриграф Эмана по своему устройству напоминает спектрограф. Его схема приведена на рис. 239. В фокусе коллиматорной линзы  $O_1$  вместо щели находится решетка  $P$ , состоящая из ряда металлических пластинок. Спектральная призма заменена призмой Волластона  $B$ , у которой угол раздвоения лучей выбран в соответствии с шириной полосок решетки. Раздвоенные изображения полосок решетки получаются в фокальной плоскости объектива камеры  $O_2$ . Совмещая



решетку с фокальной плоскостью телескопа, мы из исследуемого объекта вырезаем ряд участков, и тогда изображения этих участков, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях, получаются на пластинке *II* в виде расположенных рядом полосок. Сходные с этим поляриметры были построены Мартель.

Точность определения поляризации из фотографических наблюдений должна определяться точностью фотографической фотометрии. Точность дифференциальных оценок яркости протяженных объектов, как известно, может достигать 0,03—0,04 и, следовательно, из фотографических наблюдений можно рассчитывать на обнаружение при благоприятных условиях поляризации начиная с 1—2%. Методы фотографической поляриметрии в настоящее время наибольшее применение находят в исследованиях обзорного характера.

в) **Фотоэлектрическая поляриметрия.** Сейчас наибольший интерес в астрополяриметрии представляют исследования звезд, туманностей и галактик — слабых объектов, поляризация излучения которых, как правило, весьма невелика. Таким образом, наблюдатель сталкивается с проблемой выявления малой поляризации в слабых, а подчас и предельно слабых световых потоках при наличии атмосферных помех и всевозможных инструментальных эффектов, многие из которых совершенно не давали о себе знать до тех пор, пока измерения не были связаны с такой высокой точностью. Очевидно, наиболее подходящей методикой для таких измерений должна быть электрофотометрия. И действительно, фотоэлектрическая поляриметрия в настоящее время заняла главенствующее положение в астрополяриметрии. За последние годы было создано большое количество астроэлектрополяриметров, авторы которых стремились обеспечить наиболее уверенное выявление изменений флуктуирующего сигнала в зависимости от вращения анализатора, при условии, что сигналотягчен атмосферными помехами и может испытывать случайные и систематические изменения инструментального происхождения.

Все существующие электрополяриметры могут быть разделены по оптической схеме на *однолучевые* (одноканальные) и *двухлучевые* (двухканальные). Они существенно отличаются друг от друга по своему устройству и заложенным в них возможностям. Затем поляриметры могут быть разделены по методу регистрации фототока: имеются поляриметры с усилителями постоянного и переменного тока, а в последнее время большое распространение получили системы регистрации, использующие технику счета фотоимпульсов. Однако, несмотря на то что выбор метода регистрации и может играть существенную роль, ни одному из них нельзя отдать безусловное предпочтение. При современной технике регистрации фототоков решающее значение в повышении точности измерений всегда принадлежит приемнику излучения — фотоэлементу. Отметим, что в рамках приведенной классификации поляриметры могут значительно отличаться друг от друга и в чисто техническом отношении.

Однолучевые электрополяриметры, использующие технику измерения постоянного тока, принципиально наиболее просты и позволяют производить измерения поляризации наиболее прямым путем. Поэтому мы их и положим в основу дальнейшего изложения. Они, по существу, являются просто электрофотометрами, в оптическую схему которых включен анализатор. Исходя из этого, к ним прежде всего должны предъявляться требования, повседневно предъявляемые к обыкновенным астрономическим электрофотометрам: их оптическая схема должна строиться по принципу выходного зрачка, а регистрирующая система должна быть безукоризненно линейна и стабильна. Введение анализатора в оптическую схему не должно приводить к ее нарушению, в частности, не должно нарушаться постоянство положения

выходного зрачка. На рис. 240 представлена принципиальная оптическая схема электрополяриметра Астрономической обсерватории Ленинградского университета. На ней  $D$  — сменные диафрагмы поля,  $ЛФ$  — линза Фабри,  $A$  — анализатор (используется поляроид либо призма Франка—Риттера), допускающий установку под разными углами  $\varphi$ ,  $K$  — калибратор;  $\Phi$  — сменные светофильтры,  $\mathcal{E}$  — эталон яркости и  $M$  — подсмотрное устройство, вводимые в оптическую схему при помощи сложной призмы  $\Pi$ ; ФЭУ — фотоумножитель (используется ФЭУ-79), помещенный в камеру, охлаждаемую сухим льдом и имеющую магнитную защиту. Измерительная система состоит из трехкаскадного электрометрического усилителя постоянного тока со 100%-ной обратной связью и с выходом на саморегистрирующий потенциометр ЭПП-09. При наблюдениях слабых объектов предусмотрена

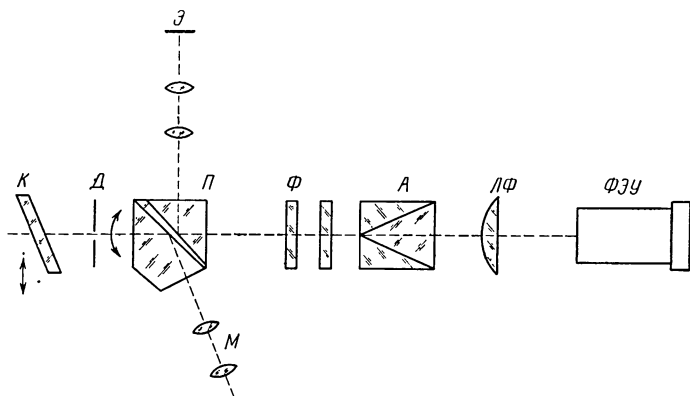


Рис. 240.

возможность использования интегратора. Сходным образом устроены электрополяриметры подобного рода и в других обсерваториях. В некоторых из них регистрирующие системы представляют собой интеграторы анодного тока или счетчики фотоимпульсов. Для измерения поляризации при помощи такого электрополяриметра, вообще говоря, достаточно получить три оценки фототока при трех различных положениях анализатора. Но на практике большинство наблюдателей предпочитает делать большее число оценок фототока и определять параметры поляризации в соответствии с формулами (4. 117), (4. 118) или (4. 118') по избыточному числу уравнений.

Некоторые наблюдатели вместо снятия дискретных отсчетов фототока предпочитают использовать непрерывное вращение анализатора. Однако этот метод не доставляет никаких принципиальных преимуществ перед методом снятия дискретных отсчетов, а на практике обычно оказывается даже заметно худшим, так как при переходе к нему утрачиваются некоторые ценные возможности, имеющиеся в методе дискретных отсчетов. С другой стороны, ряд наблюдателей (В. Хилтнер, В. А. Домбровский) нашли полезным для исключения возможных колебаний атмосферной прозрачности и нестабильности аппаратуры делать оценки возможно более дифференциальным путем, все время сравнивая между собой показания регистрирующего прибора при положениях анализатора  $\varphi$  и  $\varphi + 90^\circ$ . Для этого в описанном выше электрополяриметре анализатор заключен в двойную оправу, допускающую его плавное вращение по  $\varphi$  и быструю перекидку из одного положения  $\varphi$  в другое, отличающееся от исходного на  $90^\circ$ , при любом значении  $\varphi$ . Тогда, используя отношение  $\frac{I'(\varphi) - I'(\varphi + 90^\circ)}{I'(\varphi) + I'(\varphi + 90^\circ)}$ , можно считать, что результаты измерений будут в значительной степени свободны от влияния нестабиль-

ности аппаратуры и изменения прозрачности атмосферы. Для вычисления параметров поляризации в этом случае применима формула (4.120). При этом, здесь, вообще, говоря, достаточно иметь всего лишь две дифференциальные оценки интенсивности, но на практике снова предпочитают иметь избыточное число оценок при разных значениях  $\varphi$ .

Точность определения параметров поляризации в фотоэлектрическом методе, так же как и во всех других, определяется точностью исходных фотометрических оценок. Если из них исключены систематические ошибки (о чем будет идти речь в следующем параграфе) и они не обременены атмосферными помехами, то в этом предельном случае точность оценки фототока  $i$  должна определяться его дробовым шумом  $\sigma_i$  и относительная точность измерений  $\nu = \sigma_i/i$  будет пропорциональна  $(it)^{-1/2}$ , где  $t$  — время регистрации. В действительности на этот дробовой шум накладываются атмосферные, спонтиационные шумы и для ярких звезд они приобретают решающее значение. Роль тех и других шумов уменьшается с увеличением времени наблюдения, и это позволяет, увеличивая его, повышать точность наблюдения. При одинаковом же времени наблюдения и равенстве прочих условий идеальные, правильно сконструированные приборы должны приводить к результатам одинаковой точности. Опыт показывает, что при времени наблюдений порядка 10 минут не удается достигнуть точности в оценке  $p$  выше 0,1—0,2%, что несколько ниже ожидаемой. Это свидетельствует о неполном исключении в реальных приборах инструментальных эффектов и неполном учете изменений атмосферной прозрачности.

Другой метод измерения поляризации, впервые предложенный Эманом и часто называемый «мерцающим методом», основан на использовании техники измерения переменного тока. Если анализатор, стоящий перед фотоэлементом, заставить вращаться с циклической частотой  $\omega$ , то интенсивность проходящего через него поляризованного света будет модулироваться и фототок в общем случае будет состоять в соответствии с уравнением (4.118) из постоянного тока  $i_c \sim I$  и переменного с частотой  $2\omega$ , для которого  $i_p \sim Ip$ . В дальнейшем при помощи усилителя переменного тока усиливается и регистрируется только переменная составляющая тока, позволяющая найти  $Ip$  и  $\varphi_0$ . Из-за того, что при этом исключается постоянная составляющая тока, определение  $p$  требует калибровки. Для той же цели может быть использован и нулевой метод, когда производится компенсация поляризации, что и отмечается по исчезновению переменного тока. Поляриметры, использующие технику усиления переменного тока, позволяют исключить все низкочастотные шумы. Больше того, если скорость вращения анализатора достаточно велика, могут быть значительно снижены и атмосферные шумы. Однако необходимость проведения калибровочных процедур влечет за собой увеличение времени наблюдения и может вызвать появление новых систематических ошибок.

Из астрономических поляриметров этого типа первым получил известность созданный в 1950 г. поляриметр Холла и Майкселла. В нем модулирование света достигается посредством вращающейся со скоростью 15 об/сек призмы Глана—Томпсона. Поляризационная волна пишется на ленте самописца за 2 минуты. Для ее калибровки используется наклонная стеклянная пластинка. На рис. 241 приведена схема регистрирующей, полученная на поляриметре Холла и Майкселла в разных режимах работы: *I* — излучение звезды записывается непосредственно, *II* — с деполяризатором (*D*), *III* — с деполяризатором и калибратором (*K*); *A* — вращающаяся поляризационная призма-анализатор. Но Д. Холл и А. Майкселл не использовали всех возможностей, заложенных в поляриметрах с быстро вращающимися анализаторами. Быстрое вращение анализатора позволяет осуществить квазисовременные измерения в разных позиционных углах и тем самым сделать

поляризационные измерения независимыми от изменения блеска изучаемых объектов. Поляриметры такого типа незаменимы при поляризационном изучении быстропеременных звезд. Основной недостаток поляриметров этого типа, имеющий место при использовании техники усиления переменного тока — необходимость калибровки измерений, может быть снят при переходе на технику счета импульсов. Поляриметр, в котором импульсы при разных положениях быстро вращающегося анализатора направляются на разные счетчики и интегрируются по многим оборотам, был создан И. Лайнертом и Т. Шмидтом. Сходные поляриметры впоследствии были изготовлены Н. М. Шаховским и Ю. С. Ефимовым, а также и другими наблюдателями.

В двухлучевых поляриметрах используются оба луча, на которые разбивается падающее излучение. Поэтому они вдвое эффективнее однолучевых

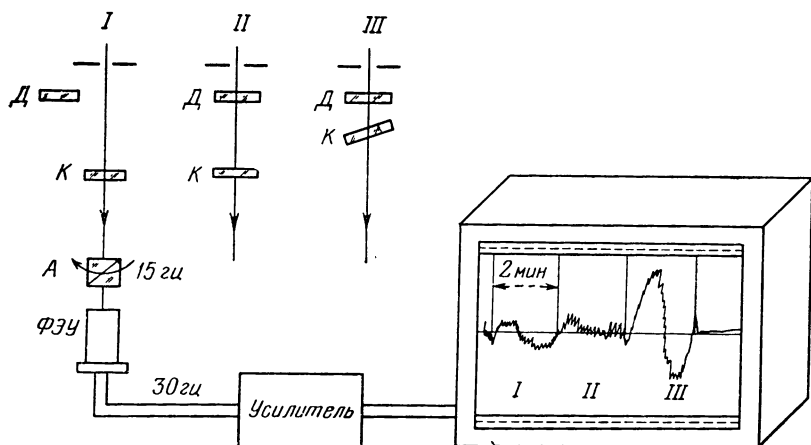


Рис. 241.

поляриметров. Но самое главное их преимущество состоит в том, что благодаря одновременной регистрации обоих лучей строго исключаются эффекты изменения атмосферной прозрачности и ошибки гидирования, а также могут быть практически полностью скомпенсированы атмосферные сцинтилляции. Это открывает путь значительного повышения точности измерений. В двухлучевых поляриметрах в качестве анализатора применяются двухлучевые поляризационные призмы, обычно призма Волластона. Из нее по разным направлениям выходят два линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях луча  $I'_1(\varphi)$  и  $I'_2(\varphi)$ . Эти лучи воспринимаются каждый своим приемником излучения. Для того чтобы анализатор можно было использовать при разных углах поворота, приемники излучения должны вращаться вместе с анализатором. При этом, чтобы не возникало смещения выходных зрачков, необходимо обеспечить, и притом с высокой точностью, совмещение оптической оси телескопа и оси вращения поляриметра. Условием правильного сравнения обоих лучей должно быть соблюдение во все время наблюдений равенства

$$\gamma_1 k_1 = \gamma_2 k_2, \quad (4.127)$$

где  $\gamma$  — анодные чувствительности фотоумножителей, а  $k$  — коэффициенты усиления электроизмерительных трактов. Этого добиваются балансировкой прибора перед каждым измерением, для чего при введенном в оптическую схему деполаризаторе регулируется коэффициент усиления одного из измерительных трактов. Наиболее стабильная балансировка будет обеспечена

при выполнении условий:

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \gamma_2; \quad \frac{d\gamma_1}{dU} = \frac{d\gamma_2}{dU}, \\ k_1 &= k_2; \quad \frac{dk_1}{dt} = \frac{dk_2}{dt},\end{aligned}\quad (4.128)$$

где  $U$  — напряжение питания фотоумножителей,  $t$  — время. Эти условия приводят к необходимости использования возможно более идентичных фотоумножителей и измерительных трактов. Из всего сказанного видно, что требования, предъявляемые к двухлучевым электрополяриметрам, оказываются значительно более серьезными, чем к однолучевым. Это касается как оптико-механической, так и электроизмерительной части поляриметров. Кроме того, нужно иметь в виду, что уровень требований, предъявляемых к двухлучевым поляриметрам, должен определяться значительно более высокой точностью измерений, принципиально достижимой с двухлучевыми поляриметрами.

Двухлучевые поляриметры по измерительной схеме делятся на два типа:

1) Простые двухлучевые поляриметры или поляриметры отношений, в которых показания каждого из приемников получаются отдельно, по совершенно независимым трактам. В них удобно использовать интеграторы постоянного тока или счетно-импульсные устройства.

2) Дифференциальные поляриметры, в которых вычитание сигналов производится в самом электроизмерительном тракте. В них удобно использовать дифференциальные усилители постоянного тока. На выходе они дают показания, пропорциональные  $I'_1(\varphi) - I'_2(\varphi)$ .

Очевидно, что поляриметры первого типа не требуют никакой калибровки, в поляриметрах же второго типа калибровка совершенно обязательна. Она здесь может быть выполнена как оптическим, так и электрическим путем и, вообще говоря, представляет неприятную процедуру, к которой предъявляются весьма жесткие требования. Способность компенсировать атмосферные сцинтилляции, если измеряемая поляризация невелика, в обоих типах поляриметров практически одинакова. Возможность компенсации атмосферных сцинтилляций впервые была указана В. Хилтнером. Затем двухлучевые поляриметры различных типов были построены А. Бером и другими.

Существенным недостатком двухлучевых поляриметров рассмотренных типов является необходимость вращения вокруг оси, если не всего поляриметра, то по крайней мере его части, начинающейся с анализатора и кончающейся приемниками излучения. Этого можно избежать, установив, согласно идее А. Дольфюса, перед анализатором полуволновую фазовую пластинку. При неподвижном анализаторе и поворачивающейся пластинке  $1/2\lambda$  интенсивность излучения в каждом луче может быть записана в виде

$$I'(\varphi) = \frac{1}{2}(\mathcal{J} + Q \cos 4\varphi + U \sin 4\varphi) = \frac{1}{2}\mathcal{J}(1 + p \cos 2(2\varphi - \varphi_0)), \quad (4.129)$$

где  $\varphi$  — угол поворота пластинки  $\lambda/2$ , отсчитываемый от главной плоскости анализатора. Таким образом, вращение массивного поляриметра заменяется вращением легкой полуволновой фазовой пластинки. По этой схеме был построен двухлучевой поляриметр И. Аппенцеллером. Тот же самый принцип был положен в основу нового двухлучевого поляриметра, сконструированного в Астрономической обсерватории Ленинградского университета О. С. Шуловым и С. М. Гуткевичем. Оптическая схема этого поляриметра представлена на рис. 242. По ходу луча он имеет следующие основные детали: поисковый микроскоп  $M_1$ ; деполаризатор Лию —  $D$ , используемый при

балансировке прибора; сменные диафрагмы поля  $\delta_k$ ; фотометрический эталон  $\mathcal{E}$  и центрировочный микроскоп  $M_2$ , вводимые при необходимости в основной оптический тракт призмой  $\Pi$ ; ахроматическая полуволновая пластинка  $\lambda/2$ ; двухлучевая поляризационная призма  $A$  и затем в каждом канале: сменные светофильтры  $\Phi_{1k}$  и  $\Phi_{2k}$ ; линзы Фабри  $Л\Phi_1$  и  $Л\Phi_2$ ; фотоумно-

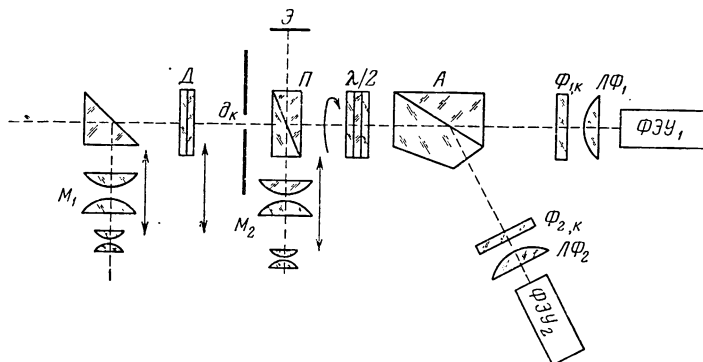


Рис. 242.

жители  $\Phi\mathcal{E}У_1$  и  $\Phi\mathcal{E}У_2$ . Ахроматическая полуволновая пластинка представляет собой склейку из трех одинаковых кварцевых монохроматических пластинок  $\lambda/2$ , средняя из которых повернута на  $60^\circ$  по отношению к крайним, а толщина подобрана так, что обеспечивается одинаковый сдвиг фазы для трех цветовых полос  $U$ ,  $B$  и  $V$ . Поляризационная призма представляет

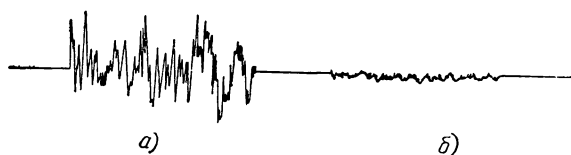


Рис. 243.

оригинальную модификацию призмы типа Аренса или Франка — Риттера, превращающую их в двухлучевую призму. Благодаря тому, что оба луча выходят из призмы перпендикулярно к ее граням, призма ахроматична.

В электроизмерительной части используется двоянный электрометрический усилитель со 100%-ной обратной связью. Он имеет два выхода и может использоваться как два независимых усилителя или как дифференциальный усилитель. На рис. 243 приведена запись, иллюстрирующая способность дифференциального поляриметра компенсировать атмосферные сцинтилляции: а) без компенсации, б) с компенсацией. С построенными к настоящему времени двухлучевыми поляриметрами пока удалось в измерении степени поляризации, даже в лучших случаях, добиться точности, не превышающей 0,03%, что заметно ниже ожидаемой. Это происходит из-за неполной компенсации атмосферных шумов, неучтенных систематических ошибок, а также ошибок, вносимых калибровочными процедурами.

**§ 156. Систематические ошибки при поляризационных наблюдениях.** Поляризационные измерения по самой своей сути являются абсолютными и потому всегда должны быть связаны с исследованием и учетом инструментальных эффектов. Их нельзя свести, подобно фотометрическим или колориметрическим наблюдениям, к относительным измерениям, при которых определенным звездам условно приписываются нулевые величины и цвета. Это позволило бы автоматически исключать инструментальные эффекты. Правда, поляризационные измерения могут быть сделаны дифференциальными, если сравниваются два ортогонально поляризованные луча, но при этом инструменталь-

ные эффекты не исключаются. А инструментальных эффектов, порождающих систематические ошибки, в поляризационных измерениях очень много.

Прежде всего источником инструментальной поляризации может явиться телескоп. Рефлекторы, имеющие в своей оптической системе наклонные зеркала, типа Ньютона, Несмита, кудэ, а также целостаты вводят в излучение заметную линейную поляризацию. Так, рефлекторы системы Ньютона вводят поляризацию около 5%. Все телескопы этого рода мало пригодны для точных поляризационных исследований. Однако рефлекторы и без наклонных зеркал могут порождать заметную инструментальную поляризацию. Это происходит от упорядоченного расположения зерен алюминия в покрывающих их зеркала фильмах, что в свою очередь зависит от способа напыления алюминия. Этот эффект зависит от длины волны, и вносимая поляризация может достигать нескольких десятых долей процента. С другой стороны, рефлекторы, если их оптика обладает натяжением, способны вносить в излучение разность фаз. Тогда линейно поляризованное излучение превращается в эллиптически поляризованное, что при исследовании его с линейным анализатором будет равносильно деполяризации. Объектив, вызывающий разность хода  $\frac{1}{16} \lambda$ , что в обычных случаях не мешает считать этот объектив первоклассным, может снижать измеряемую линейную поляризацию до 93% от истинной. Разность фаз может возникать и при отражении от зеркал в случае очень косо го падения света. Все это показывает необходимость строгого отбора и исследования телескопа, предназначенного для поляризационных измерений.

Источниками систематических ошибок при поляризационных измерениях могут явиться и сами поляриметры. Очевидно, что они не должны иметь в своем составе наклонных зеркал и в части, предшествующей анализатору, оптических деталей с натяжениями. Но и без них имеется много источников ошибок. Так, ложный поляризационный эффект будет наблюдаться в том случае, если реакция приемника излучения зависит от направления колебаний падающего излучения. Такой эффект имеет место в фотоэлементах и фотоумножителях при наклонном падении лучей на фотокатод и носит название *векторного эффекта*. Он всегда заметно зависит от длины волны. Векторный эффект может наблюдаться и в торцовых фотоумножителях с полупрозрачным катодом, если прошедший через него свет падает на наклонно расположенные светочувствительные диоды. Влияние этого эффекта устраняется установкой деполяризатора перед фотоумножителем. Для этой же цели использовалась пластинка в  $\frac{1}{4} \lambda$ , помещенная за анализатором в одной с ним оправе и ориентированная так, что ее оси составляли  $45^\circ$  с осью анализатора. Благодаря этому линейно поляризованное излучение становилось циркулярно поляризованным, для которого векторный эффект не играет никакой роли.

Систематические ошибки при поляризационных измерениях могут быть также связаны с изменениями показаний приемника излучения, возникающими от разных причин при вращении анализатора, но не определяемыми поляризацией излучения. Так, в фотоэлектрических поляриметрах, построенных, как полагается, на принципе выходного зрачка, при несовпадении оптической оси анализатора с осью его вращения будет происходить смещение выходного зрачка по фотокатоду. Для анализаторов значительной толщины, вроде поляризационных призм, это смещение может быть довольно заметным и при неравномерной чувствительности фотокатода приведет к изменению выходного сигнала, в первом приближении описываемому простой синусоидальной волной (*эффект Бера*). Вероятность появления подобного эффекта особенно велика в двухлучевых поляриметрах. По-видимому, еще чаще наблюдается следующая разновидность эффекта Бера: если прозрачность анализатора меняется по полю (а у таких анализаторов,

как поляроиды, подобное положение имеет место довольно часто), то при его вращении будет происходить изменение распределения освещенности в зрачке выхода; при неравномерной чувствительности фотокатода это опять приведет к изменению выходного сигнала. Форма изменения может быть весьма сложной и различной для разных длин волн. Хотя эти изменения и не описываются характерной для поляризационных измерений двойной синусоидальной волной, но поляризационная кривая окажется искаженной. В фотографических поляриметрах, особенно двухлучевых, при вращении анализатора часто наблюдается изменение вида абберрационных изображений звезд, что также может быть воспринято как ложный поляризационный эффект. Многие фотоумножители показывают изменение чувствительности при изменении ориентировки в магнитном поле. Тогда, если по ходу поляризационных измерений изменяется положение фотоумножителя и он не имеет надежной магнитной защиты, то снова происходит изменение выходного сигнала, входящее ошибкой в поляризационные измерения. Можно указать и некоторые другие эффекты подобного рода. Однако в целом, продуманно сконструированном поляриметре большинство этих эффектов не должно себя проявлять заметным образом, если только речь не идет об измерениях с предельно высокой точностью, достижимой в современных двухлучевых электрополяриметрах.

Особую группу систематических ошибок составляют ошибки, связанные с несовершенством анализаторов, деполяризаторов, неточностью показаний калибраторов и компенсаторов поляризации. Выше была рассмотрена методика учета несовершенства анализатора. Если его несовершенство не принято во внимание, результаты измерений будут ошибочны. Особую осторожность следует проявлять при исследованиях в крайних областях спектра, где многие хорошо себя зарекомендовавшие в обычных условиях анализаторы начинают обнаруживать свое несовершенство. Деполяризатор является непременной составной частью многих поляриметров. Наиболее часто используется деполяризатор Лию, однако его эффективность далеко не всегда достаточна, и даже в идеальных случаях он дает слегка поляризованное излучение, что делает ошибочными привязанные к нему измерения. В ряде методов измерения поляризации должны быть связаны, как это уже выяснено выше, с применением калибраторов или компенсаторов поляризации. В этих случаях все ошибки в показаниях используемых для этой цели приспособлений войдут как ошибки в результаты поляризационных измерений. Наконец, нужно иметь в виду, что отсчеты позиционных углов всегда делают в инструментальной шкале, нуль-пункт которой должен быть определен из наблюдений объектов, положение плоскости поляризации излучения которых уже заранее известно.

Некоторые инструментальные эффекты могут быть исключены рациональной организацией наблюдений. Так, эффект Бера, представляемый первой гармоникой, устраняется, если отсчеты делаются при положениях анализатора, симметрично расположенных в пределах  $360^\circ$ . Однако эффекты, представляемые второй гармоникой, таким путем не могут быть отделены от поляризационного эффекта. Возможно более полное исключение инструментальных ошибок должно быть, очевидно, связано прежде всего с совершенствованием и тщательным исследованием наблюдательной аппаратуры. В этом плане весьма перспективным представляется телескоп, могущий вращаться вокруг своей оптической оси в сочетании с неподвижным двухлучевым поляриметром. Здесь удастся исключить почти все инструментальные ошибки, и в том числе инструментальную поляризацию самого телескопа. Инструмент такого типа впервые был построен в Йеркской обсерватории и успешно используется в поляриметрических исследованиях. Однако ни с ним, ни с другими инструментами пока не удалось полностью избавиться



от систематических ошибок. В этом легко убедиться, сравнивая между собой различные ряды наблюдений. Можно сказать, что хотя техника поляризационных измерений относительно проста, проблема освобождения поляризационных наблюдений от систематических ошибок принадлежит к наиболее сложным проблемам наблюдательной астрофизики. В повседневной работе систематические ошибки удобно контролировать регулярным наблюдением тех объектов, обычно звезд, поляризация излучения которых может считаться уже известной и постоянной. Удобно также, чтобы она была близка к нулю. К сожалению, ни для одной звезды, в том числе и расположенной в непосредственных окрестностях Солнца, заранее нельзя утверждать, что ее поляризация с нужной степенью точности равна нулю. Отсутствие поляризации должно быть установлено прямыми наблюдениями, сделанными на разных инструментах, обеспечивающих наивысшую точность измерений. Пока такого списка звезд, способного удовлетворить требованиям современных точных поляризационных измерений, еще нет.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Домбровский В. А., Вестн. ЛГУ № 19, 1957.
2. Методы астрономии, под ред. В. А. Хилтнера, «Мир», 1967, главы 10 и 11.
3. Шерклифф У., Поляризованный свет, «Мир», 1965.
4. Clarke D., M. N. 129, 71, 1965.
5. Serkowski K., Adv. Astr. a. Ap. 1, 289, 1962.

## ГЛАВА XXVII

### РАДИОМЕТРИЯ

**§ 157. Постановка задачи.** Задача радиометрических наблюдений состоит в определении интегральных по спектру энергетических освещенностей  $E'$  (они измеряются в  $\text{вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ), создаваемых на границе земной атмосферы различными астрономическими объектами. Радиометрия Солнца, или *актинометрия*, имеет свою специфику и поэтому в данную главу не включена. Для звезд, рассматриваемых как точечные источники,  $E'$  соответствует энергетической освещенности от всей полусферы звезды, обращенной в сторону Земли. В тех случаях, когда источник имеет заметные угловые размеры, что позволяет рассматривать его как протяженный и исследовать излучение, генерируемое отдельными элементами источника,  $E'$  соответствует энергетической освещенности от элемента, видимого под телесным углом  $\omega$ . В частности, для планет  $E'$  соответствует освещенности от участков планеты площадью  $s \sec \theta$ , где  $s$  — площадь участка в центре видимого диска, определяемая полем зрения, выбранным наблюдателем,  $\theta$  — угловое расстояние исследуемого участка от центра диска (в планетоцентрической координатной системе). Радиометрические измерения источника, излучение которого имеет тепловой характер, позволяют, если известны угловые размеры источника или его участка, найти величину полного потока энергии  $E$  (измеряется в  $\text{вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ), излучаемого единицей поверхности в полусферу за единицу времени, и соответствующую этому потоку температуру  $T$ , выражаемую в  $^{\circ}\text{К}$ . Понятие поверхности, как будет показано далее, в этом определении весьма условно. Для абсолютно черного тела, согласно закону Стефана — Больцмана,

$$E = \sigma T^4, \quad (4.130)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана, равная  $5,67 \cdot 10^{-12} \text{вт} \cdot \text{см}^{-2} \text{град}^{-4}$ . Энергетическая освещенность от абсолютно черного тела или его участка такова:

$$E' = \frac{\omega}{\pi} E = \frac{\omega}{\pi} \sigma T^4. \quad (4.131)$$

В реальных условиях всегда имеют место отклонения от случая термодинамического равновесия. С феноменологической точки зрения, если рассматривать источник просто как некоторую излучающую поверхность, можно сказать, что спектральный состав излучения источника отличается от планковского на величину спектрального коэффициента излучения

$$\epsilon(\lambda) = I(\lambda, T) / I_{\pi}(\lambda, T),$$

где  $I(\lambda, T)$  — интенсивность излучения источника ( $\text{вт} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{стерад}^{-1}$ ),  $I_{\pi}(\lambda, T)$  — планковская интенсивность. Кроме того, величина  $I(\lambda, T)$  зависит от направления, под которым излучение выходит с поверхности (оно анизотропно), т. е., строго говоря,  $I = I(\lambda, T, \theta, \varphi)$ , где  $\theta, \varphi$  — углы в неко-

торой системе координат, определяющие направление излучения. Тела, для которых  $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon = \text{const}$  и величина  $\varepsilon$  зависит только от физических свойств тела, называются *серыми*. Для них:

$$E = \varepsilon \sigma T^4. \quad (4.132)$$

С точки зрения существа явлений, вид спектра звезды или планеты, имеющей достаточно плотную атмосферу, определяется тем, что в силу зависимости коэффициента пропускания фотосферы (атмосферы) от длины волны  $\lambda$ , в образовании спектра участвуют монохроматические потоки, генерируемые на разных глубинах в фотосфере (атмосфере), т. е. в слоях, имеющих различную температуру. Характер изменений спектрального пропускания  $p_\lambda$  зависит от природы источника. В звездах ранних спектральных классов имеет место резкий скачок величины  $p_\lambda$  у каждого из пределов водородных серий и потому их спектр сильно отличается от планковского. У звезд поздних классов и планет общий ход спектра близок к планковскому, но в областях, занятых мощными молекулярными полосами, т. е. там, где  $p_\lambda$  достаточно велико, излучение выходит из наиболее холодных верхних слоев фотосферы (атмосферы). Если атмосфера частично прозрачна в каком-то диапазоне длин волн  $\lambda$  (для Земли это область 8—14 мк), то к излучению атмосферы добавляется излучение подстилающей поверхности. Из геометрических соображений ясно, что излучение, выходящее под большими углами  $\theta$  к нормали, генерируется только в верхних слоях фотосферы (атмосферы) и его интенсивность, естественно, меньше интенсивности излучения, идущего вдоль нормали к поверхности. В этом состоит причина наблюдаемой анизотропии излучения. Луна, Меркурий и Марс, тепловое излучение которых практически полностью генерируется их твердой поверхностью, по-видимому являются серыми телами. Анизотропия их излучения объясняется неоднородностями поверхности.

Из сказанного ясно, что для реальных источников само понятие температуры  $T$ , определяемой из выражения (4.131), весьма условно. Для точечных источников  $T$  есть некоторый параметр, лишь характеризующий полный поток  $E$ , но не определяющий однозначно, как это имеет место в случае термодинамического равновесия, спектральную плотность излучения. Такой параметр называется *эффективной температурой* и обозначается  $T_\varepsilon$ . Другими словами,  $T_\varepsilon$  есть температура абсолютно черного тела, полный поток с единицы поверхности которого равен потоку, излучаемому наблюдаемым объектом. Для протяженных источников  $T$  из выражения (4.131) характеризует даже не полный поток, а только интегральную по спектру интенсивность излучения, проходящего через единицу поверхности в данном направлении. В этом случае параметр  $T$  называется *яркостной температурой* и обозначается  $T_\star$ . Более подробное определение  $T_\star$  и выражения, связывающие ее с  $T_\varepsilon$ , будут приведены дальше.

Введение двух различных понятий температуры связано с тем, что анизотропия излучения играет различную роль при наблюдениях точечных или протяженных объектов. Анизотропия излучения звезд не сказывается на величине  $E$  из выражения (4.131), поскольку энергетическая освещенность  $E'$  от звезды создается потоками, выходящими под всевозможными углами к поверхности. Наоборот, при наблюдениях планет измеряется величина  $E'$  от отдельных участков планеты, т. е. энергетическая освещенность, обусловленная излучением, выходящим под различными, но вполне определенными для каждого участка углами к поверхности.

Рассмотрим для простоты планету, окруженную плотной однородной атмосферой. Будем считать, что температура каждого тонкого слоя атмосферы постоянна, т. е. не зависит от условий облучения планеты Солнцем,

что градиент температуры положителен в направлении к центру планеты и  $\varepsilon=1$ . В первом приближении такой схеме соответствует атмосфера Венеры. Тогда

$$E'(\theta) = \omega I(\theta). \quad (4.133)$$

Сравнивая основное уравнение (4.131), из которого определяется температура, и (4.133), получим

$$\pi I(\theta) = \sigma T^4, \quad (4.134)$$

причем здесь уже  $T = T(\theta)$ , т. е. это яркостная температура  $T_*$ . Для изотропного излучения

$$\pi I_u = \sigma T^4. \quad (4.135)$$

Следовательно, можно сказать, что  $T_*$  равна температуре абсолютно черного тела, интенсивность излучения которого равна интенсивности потока, излучаемого наблюдаемым источником в данном направлении. Эффективная температура  $T_*$  для приведенной схемы находится из выражения

$$E = \sigma T_*^4 = \frac{2\pi}{\omega} \int_0^{\frac{\pi}{2}} E'(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (4.136)$$

В общем случае, когда распределение температуры существенным образом зависит от условий облучения планеты Солнцем, полный поток может быть получен только путем наблюдений одного и того же участка с разных направлений, например, со спутника планеты. Тогда

$$E = \frac{1}{\omega} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} E'(\theta, \varphi) \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi, \quad (4.137)$$

где  $\varphi$  — азимутальный угол. Формула (4.137) может быть применена также для определения полного потока с поверхности Луны по наблюдениям при различных фазах, если предположить, что зависимость  $I$  от  $\theta$  и  $\varphi$  одинакова на всей поверхности. В результате представляется возможность сравнить  $T_*$  и  $T_*$  участков, для которых зенитное расстояние Солнца одинаково, но положение на диске различно. В частности, для подсолнечной точки:  $T_*=400^\circ$  (полнолуние, центр диска);  $T_*=355^\circ$  (квадратура, край диска);  $T_*=389^\circ$ . При дальнейшем изложении, для краткости, будем обозначать эффективную температуру простого  $T$ .

В зависимости от температуры источника основная доля излучения, определяющая его радиометрические характеристики, сосредоточена в той или иной области спектра. Температуры исследуемых объектов лежат в очень широких пределах — от десятков тысяч градусов для звезд ранних спектральных классов до десятков градусов Кельвина для далеких от Солнца планет или ночной стороны Луны. Следовательно, непосредственные измерения величины  $E'$  для различных объектов могли бы быть произведены на внеземной обсерватории при помощи абсолютно неселективного приемника, т. е. приемника, одинаково чувствительного для любых длин волн. При наблюдениях сквозь земную атмосферу, сравнительно прозрачную только в области 0,3—22  $\mu$ , учитывая также, что в настоящее время не существует абсолютно неселективных приемников, поступают следующим образом. Используя приемники, наиболее эффективные в данной спектральной области, и соответствующие оптические фильтры, измеряют энергетичес-

кие освещенности для ряда спектральных интервалов  $\Delta\lambda_i$ , расположенных, если за меру расстояния между их центрами брать  $1/\lambda$ , приблизительно равномерно в доступном для наблюдений с Земли диапазоне. После редукции за поглощение в атмосфере находят внеатмосферные значения освещенностей  $E'(\lambda_i) = E'(\Delta\lambda_i) \frac{1}{\Delta\lambda_i}$ , где  $\lambda_i$  — эффективная длина волны данного спектрального интервала. Проведя интерполяционную кривую через точки  $E'(\lambda_i)$ , получают кривую спектральной освещенности  $E'(\lambda)$ , интегрирование которой по  $\lambda$  дает искомое значение  $E'$ .

В тех случаях, когда значительная часть излучения небесного объекта сосредоточена в недоступной с Земли спектральной области, экспериментальную кривую  $E'(\lambda)$  либо экстраполируют на эту область, либо дополняют данными внеатмосферных наблюдений. Для абсолютно черного или серого тела (планеты) задача сильно упрощается: радиометрические характеристики определяются по наблюдениям только в одном интервале  $\Delta\lambda$ . Действительно,  $T_a$  может быть однозначно найдена из уравнения

$$E'(\Delta\lambda) = \varepsilon\omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_n(\lambda, T_a) d\lambda. \quad (4.138)$$

Связь  $T_a$  с  $E'$  дается формулой (4.134).

Наблюдения, проводимые в различных спектральных диапазонах, имеют свои характерные особенности. Методы определения  $E'(\lambda)$  для ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной (до 1,5 мк) областей изложены в главе XXIV. В настоящей главе будут подробно рассмотрены вопросы измерений инфракрасного излучения с длиной волны  $\lambda > 1,5$  мк и методы нахождения энергетических освещенностей  $E'$  для различных классов астрономических объектов.

**§ 158. Приемники инфракрасного излучения.** В зависимости от характера взаимодействия материала приемника с излучением приемники делятся на два класса: *тепловые* и *фотоэлектрические*. К тепловым приемникам относятся: *радиационные термoelementы*, *болометры* и *оптико-акустические приемники*. Принцип действия тепловых приемников состоит в следующем. Поглощаемая приемником энергия поднимает его температуру на величину  $\Delta T$ , соответствующую рассеянной на приемнике мощности  $W$ , что, вне зависимости от типа физического процесса, вызвавшего изменение температуры  $T$ , приводит к появлению на выходе приемника электрического напряжения. В фотоэлектрических приемниках поглощение отдельных квантов излучения приводит либо к вырыванию электрона с поверхности (*внешний фотоэффект*), либо к появлению в теле приемника дополнительного свободного заряда (*внутренний фотоэффект*). Одна из разновидностей внутреннего фотоэффекта — *фотопроводимость*, т. е. изменение электропроводности вещества приемника, наиболее широко используется в инфракрасной технике. В настоящей главе будут рассматриваться только тепловые приемники и фотопроводники, чаще называемые *фотосопротивлениями*. Принципиальное различие между тепловыми приемниками и фотосопротивлениями состоит в том, что первые одинаковым образом реагируют на излучение различных длин волн при условии равномерного распределения мощности излучения по всему спектру источника, в то время как вторые, являющиеся, по существу, счетчиками фотонов, и, следовательно, регистрирующие скорость поглощения квантов, не реагируют на кванты, обладающие энергией, меньшей некоторой величины, определяемой свойствами вещества приемника. Другими словами, тепловые приемники в принципе не селективны, а фотосопротивления — селективны, и эти различия обуславливаются

присущими приемникам внутренними свойствами, а не различиями спектральных коэффициентов поглощения.

В настоящее время при работе с приемниками всех типов исследуемый энергетический поток предварительно модулируется. Возникающее на выходе приемника переменное напряжение поступает на усилитель, затем выпрямляется и поступает в регистрирующий прибор. Следующие основные параметры характеризуют приемники излучения и определяют выбор типа приемника для той или иной конкретной цели.

*Минимальная обнаруживаемая мощность*, или *эквивалентная мощность шумов*, или *пороговая чувствительность*, обозначаемая  $W_{\min}$ , ЭМШ, NER,  $p_N$ , имеет размерность  $\text{вт} \cdot \text{гц}^{-1/2}$  или, подразумевая, что речь идет о полосе в 1 гц, просто  $\text{вт}$ . Подробно этот параметр рассматривается в следующем параграфе. Иногда пороговую чувствительность определяют посредством *детектирующей способности*

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{W_{\min}},$$

где  $A$  — площадь приемника; поскольку величина  $D^*$ , измеряемая в  $\text{вт}^{-1} \text{гц}^{1/2} \text{см}$ , отнесена к единице площади, она скорее описывает свойства материала приемника, чем свойства конкретного экземпляра.

*Интегральная чувствительность*  $S$  или *коэффициент преобразования* есть величина напряжения сигнала, возникающего на выходе приемника при поглощении им потока единичной мощности. Эта величина измеряется в  $\text{в} \cdot \text{вт}^{-1}$ .

Для фотосопротивлений дополнительно вводятся параметры

$$W_{\lambda \min}, D^*_\lambda, S_\lambda.$$

*Постоянная времени*  $\tau$ , измеряемая в секундах, характеризует скорость реакции приемника на поступивший сигнал и определяет частотную характеристику, т. е. зависимость амплитуды выходного сигнала приемника от частоты модуляции  $f$ . Иначе говоря,  $S = S(f)$  и при измерениях  $S$  необходимо указывать частоту модуляции принимаемого излучения или приводить значение коэффициента преобразования на нулевой частоте  $S_0$ .

*Сопротивление*  $R$ , измеряемое в омах, обуславливает выбор схемы согласования выхода приемника со входом усилителя.

Следует иметь в виду, что чувствительность приемника неодинакова в различных точках его поверхности. В первую очередь это относится к фотосопротивлениям. Неравномерное распределение чувствительности должно быть принято во внимание при расчете оптической схемы радиометра. Рассмотрим принципы действия и конструктивные особенности приемников различных типов.

а) Радиационный термоэлемент РТЭ. Термоэлемент — единственный тип приемника, представляющий собой электрический генератор, и следовательно, не требующий для своей работы дополнительных источников питания. Термоэлемент, сконструированный специально для исследований лучистой энергии, называется *радиационным*. Принцип действия любого термоэлемента основан на явлении, открытом Зеебеком и заключающемся в том, что в электрической цепи, составленной из двух разнородных проводников (термопара), генерируется электродвижущая сила (термо-э. д. с.), если температура контактов (спаев) между проводниками различна. Величина  $u$  ( $\text{в}$ ) и направление термо-э. д. с. определяются физическими свойствами материалов, из которых изготовлена термопара, и разностью температур спаев  $\Delta T$ . При малых  $\Delta T$

$$u = \alpha \Delta T, \quad (4.139)$$

где  $\alpha$  — удельная термо-э. д. с., часто называемая просто термо-э. д. с. и измеряемая в  $в \cdot град^{-1}$ . Обычно термо-э. д. с. определяется по отношению к свинцу, для которого  $\alpha = 0$ . Широко распространены РТЭ из висмута ( $\alpha \approx -60 \text{ мкв} \cdot град^{-1}$ ) и сплава висмута с оловом ( $\alpha \approx +30 \text{ мкв} \cdot град^{-1}$ ), что дает суммарную термо-э. д. с.  $90 \text{ мкв} \cdot град^{-1}$ . РТЭ такого типа были использованы в классических наблюдениях Петтита и Никольсона.

РТЭ составляется из двух или большего числа термопар. В последнем случае он называется *термостолбиком*. Термопары РТЭ изготавливаются (свариваются) из проволочек длиной в несколько миллиметров и толщиной

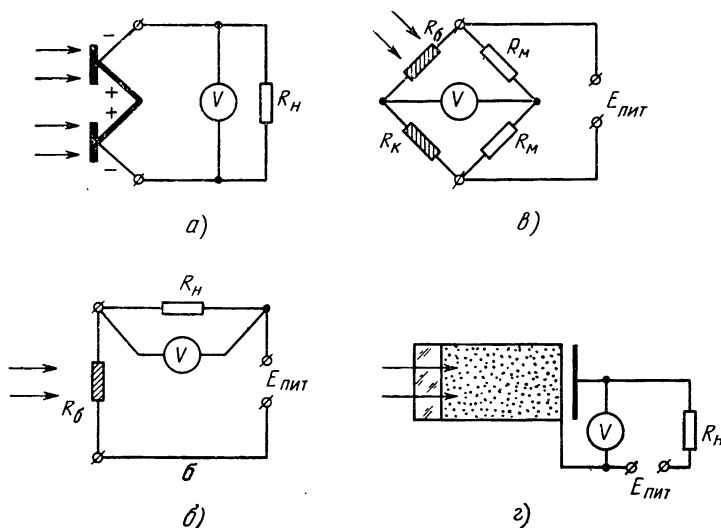


Рис. 244.

в несколько микрон. На местах контактов укрепляются приемные площадки, вырезанные из золотых или медных листов, толщиной порядка  $1 \text{ мк}$ . Приемные площадки чернятся таким образом, чтобы коэффициент излучения  $\varepsilon \approx 1$ . Чаще всего в астрономии используются компенсационные РТЭ. Компенсационный РТЭ состоит из двух термопар, включенных навстречу друг другу, т. е. так, что термо-э. д. с., генерируемая в одной из них, противоположна по знаку термо-э. д. с. генерируемой во второй (рис. 244, а). Следовательно, если на одну приемную площадку попадает суммарное излучение исследуемого объекта и атмосферы, а на вторую только излучение атмосферы, то благодаря взаимной компенсации сигналов, обусловленных излучением атмосферы, величина выходного сигнала РТЭ зависит только от поглощенной термоэлементом энергии исследуемого источника. Для увеличения интегральной чувствительности  $S$  термоэлемент помещают в вакуумированный баллон ( $\sim 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ ) с окном, прозрачным для инфракрасного излучения.

б) **Б о л о м е т р** представляет собой очень чувствительное термсопротивление. Известно, что сопротивление металлов и полупроводников связано с их температурой следующим образом:

$$\frac{\Delta R}{\Delta T} = \alpha R, \quad (4.140)$$

где  $\alpha$  — температурный коэффициент сопротивления ( $град^{-1}$ ). Для большинства металлов при комнатных температурах  $\alpha = T^{-1}$  и  $\alpha \approx 0,003 \text{ град}^{-1}$ ,

а для полупроводников  $\alpha = -aT^2$ , где  $a$  — некоторая постоянная, и  $\alpha \approx 0,03 \text{ град}^{-1}$ . Чувствительные элементы металлических болометров напыляются в виде тонких ( $\sim 0,1 \text{ мк}$ ) пленок, например, висмута, на тонкую ( $\sim 0,05 \text{ мк}$ ) подложку из диэлектрика и помещаются в вакуумированный баллон, благодаря чему теплообмен с окружающей средой происходит только путем излучения. Чувствительные элементы полупроводникового болометра наносятся на массивную подложку из стекла или кварца и в этом случае теплообмен происходит путем теплопередачи через подложку.

Поскольку болометр, в отличие от РТЭ, не генерирует э. д. с., а лишь фиксирует изменение сопротивления, вызванного его нагревом, болометр включается в цепь, питаемую источником постоянного или переменного напряжения (рис. 244, б и в). Изменения сопротивления болометра приводят к появлению на нагрузочном сопротивлении  $R_n$  или в диагонали моста дополнительного напряжения, которое и рассматривается как выходной сигнал с болометра. По мере увеличения напряжения питания интегральная чувствительность  $S$  возрастает, но одновременное увеличение тока через болометр ведет к усилению токового шума (см. ниже), т. е. фактически ухудшает его пороговую чувствительность  $W_{\min}$ . Поэтому необходимо

ТАБЛИЦА XLIV

| Вещество          | Температура кипения (сублимации), °К |
|-------------------|--------------------------------------|
| Сухая углекислота | 195                                  |
| Жидкий азот       | 77                                   |
| » неон            | 27                                   |
| » водород         | 20                                   |
| » гелий           | 4                                    |

экспериментально находить оптимальное значение напряжения питания. Для металлических болометров обычно оно выбирается равным  $\sim 0,5 \text{ в}$ .

в) **О п т и к о - а к у с т и ч е с к и й** приемник (ОАП) или *детектор Голея* действует следующим образом. Промодулированное излучение поглощается тонкой металлической пленкой, являющейся одной из стенок замкнутой ячейки, заполненной газом, и вызывает периодическое нагревание газа. В результате происходит изменение объема газа, что в свою очередь ведет к периодическим искривлениям гибкой мембраны, замыкающей ячейку с противоположной стороны. Прогиб мембраны измеряется электрофотометрическими либо электрическими методами. На рис. 244, г показана схема ОАП с конденсаторным микрофоном: мембрана служит одной из обкладок конденсатора, емкость которого меняется при работе приемника. В любом случае выходным сигналом с ОАП является переменное напряжение.

Все перечисленные приемники работают при температурах, близких к комнатным, и называются поэтому *неохлаждаемыми*. Пороговая чувствительность  $W_{\min}$  всех неохлаждаемых приемников лежит в пределах  $(0,5 \div 5,0) \cdot 10^{-10} \text{ вт}$ , причем она определяется не столько типом приемника, сколько индивидуальными качествами данного экземпляра.

г) **О х л а ж д а е м ы е** **т е п л о в ы е** **п р и е м н и к и**. В следующем параграфе будет показано, что наиболее радикальным методом уменьшения минимальной обнаруживаемой мощности является понижение температуры приемника. В этом смысле РТЭ и ОАП не перспективны, так как эффективность этих приемников резко падает с понижением температуры. Из всех типов тепловых детекторов только болометры могут работать при любых температурах вплоть до температуры жидкого гелия. Температуры, обеспечиваемые применением различных хладагентов при атмосферном давлении, приведены в табл. XLIV.

Понижение температуры кипения данного вещества достигается уменьшением внешнего давления.

В настоящее время сконструировано несколько болометров, работающих при низких температурах, но в астрономии нашел применение только прибор, разработанный в 1961 г. Лоу. *Болометр Лоу* — самый чувствитель-



ный индикатор инфракрасной радиации из всех ныне существующих. Чувствительный элемент болометра, изготавливаемый из монокристалла германия, легированного галлием, помещается в криостат, охлаждаемый жидким гелием до 2,15 °К. При этом токовый шум отсутствует и  $W_{\min} = 5 \cdot 10^{-13}$  *вт*. Современные криостаты позволяют создавать температуры вплоть до 0,5 °К. При этом для болометра Лоу теоретически можно достичь пороговой чувствительности  $W_{\min} = 10^{-15}$  *вт*. Таким образом, в смысле пороговой чувствительности неохлаждаемые приемники не могут конкурировать с охлаждаемыми, однако они гораздо дешевле и проще в эксплуатации, чем охлаждаемые, и следовательно, во всех случаях, когда это возможно, легче работать без охлаждения. В частности, неохлаждаемые приемники по-видимому, еще будут широко использоваться в космических экспериментах.

д) **Фотосопротивления (ФС)** изготавливаются из полупроводников. Электропроводность полупроводников обуславливается наличием свободных носителей заряда (электроны, дырки) в зоне проводимости, отделенной от валентной зоны, где носители заряда связаны с атомами в кристаллической решетке, запрещенной зоной шириной от нескольких сотых до нескольких единиц электрон-вольта (*эв*). Чем шире запрещенная зона, тем ближе по свойствам полупроводник к диэлектрикам. Наоборот, для металлов границы зоны проводимости и валентной зоны практически совпадают. При поглощении полупроводником квантов, энергия которых (в *эв*) не меньше ширины запрещенной зоны, в зоне проводимости появляются дополнительные свободные заряды и электропроводность образца увеличивается. Следовательно, ток в цепи, элементом которой является фотосопротивление, возрастет. Этот эффект еще больше усиливается, если к полупроводнику добавляются небольшие количества соответствующих химических элементов. Такие добавки приводят к сужению запрещенной зоны, что облегчает переход носителей в зону проводимости и смещает длинноволновую границу чувствительности в сторону больших длин волн. Электрические свойства таких полупроводников, называемых *примесными*, полностью определяются влиянием атомов примеси уже при концентрации их порядка  $10^{-6}$ .

Фотосопротивления изготавливаются в виде тонких ( $\sim 1$  *мк*) поликристаллических пленок, нанесенных на диэлектрическую подложку, или пластинок

ТАБЛИЦА XLV

| Тип приемника      | T, °К | $W_{\min}, \text{вт} \cdot \text{гц}^{-1/2}$ | $D^*, \text{см}^{-1} \cdot \text{гц}^{1/2} \cdot \text{см}$ | $S_0, \text{в} \cdot \text{вт}^{-1}$ | $\tau, \text{мсек}$ | R, ом          | $\lambda_{\max}, \text{мк}$ | A, мм <sup>2</sup> |
|--------------------|-------|----------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|--------------------------------------|---------------------|----------------|-----------------------------|--------------------|
| Тепловые приемники |       |                                              |                                                             |                                      |                     |                |                             |                    |
| Болометр Лоу       | 2,15  | $5 \cdot 10^{-13}$                           | $8 \cdot 10^{11}$                                           | $4,5 \cdot 10^3$                     | 0,4                 | $5 \cdot 10^5$ | неселективен                | 15                 |
| Болометр ЛОМО      | 295   | $2 \cdot 10^{-10}$                           | $4 \cdot 10^8$                                              | 25                                   | 30                  | 250            | »                           | $0,3 \times 2,1$   |
| РТЭ ЛЭТИ           | 295   | $8 \cdot 10^{-11}$                           | $9 \cdot 10^8$                                              | 10                                   | 100                 | 35             | »                           | $0,7 \times 0,7$   |
| ОАП ГОИ            | 295   | $3 \cdot 10^{-10}$                           | $1 \cdot 10^9$                                              | $4 \cdot 10^4$                       | 35                  | —              | »                           | 6,8                |
| Фотосопротивления  |       |                                              |                                                             |                                      |                     |                |                             |                    |
| GeHg               | 20    | $2 \cdot 10^{-12}$                           | $5 \cdot 10^{10}$                                           | $10^6$                               | $10^{-3}$           | $10^6$         | 10                          | $2 \times 2$       |
| PbS                | 295   |                                              | $4 \cdot 10^8$                                              | $10^3$                               | 0,25                | $10^6$         | 2,1                         | $1 \div 10$        |
|                    | 195   |                                              | $4 \cdot 10^9$                                              | $10^4$                               | 0,46                | $4 \cdot 10^6$ | 2,5                         |                    |
|                    | 77    |                                              | $4 \cdot 10^9$                                              | $10^5$                               | 0,46                | $5 \cdot 10^6$ | 2,5                         |                    |
| InSb               | 295   |                                              | $1 \cdot 10^7$                                              | 1                                    | $2 \cdot 10^{-4}$   | 20             | 6,5                         |                    |
|                    | 77    |                                              | $1 \cdot 10^{10}$                                           | $10^3$                               | $10^{-3}$           | $10^4$         | 5,0                         |                    |

из монокристаллов толщиной 10—100 мк. Схема включения ФС в цепь аналогична схеме включения болометра (рис. 244, б). В ряде случаев вакуумированный баллон, в котором помещен приемник, конструктивно объединяется с криостатом. Большинство астрономических наблюдений в инфракрасной области спектра было выполнено при охлаждении фотосопротивлений. Для наблюдений в близкой инфракрасной области (2—3 мк) самое широкое распространение получили ФС из сернистого свинца (PbS). В области 4—7 мк используются ФС из селенистого и теллуристого свинца (PbSe, PbTe) и антимонида индия (In Sb). Все эти фотосопротивления достаточно просто изготавливаются и поэтому сравнительно дешевы и доступны. Для больших длин волн наиболее эффективными являются ФС из германия с примесями золота, ртути (GeAu, GeHg) и некоторых других элементов. Параметры приемников, наиболее широко применявшихся в астрономии, приведены в табл. XLV.

**§ 159. Минимальная обнаруживаемая мощность.** В астрономии, как правило, приходится иметь дело с чрезвычайно малыми энергетическими освещенностями. Поэтому параметром, на который в первую очередь нужно обращать внимание, выбирая приемник, является минимальная обнаруживаемая мощность  $W_{\min}$ . Величина  $W_{\min}$  определяется статистической природой физических процессов, протекающих в сложной системе приемник — окружающая среда и рассчитывается на основании теории флуктуаций. Флуктуации плотности и скорости зарядов, температуры приемника, числа поглощенных им квантов и другие генерируют в приемнике сигналы помехи, называемые шумами.

Рассмотрим обычную систему, состоящую из приемника излучения, усилителя с шириной полосы пропускания  $\Delta f$  на резонансной частоте  $f$  и регистрирующего прибора. Будем считать усилитель идеальным, т. е. не вносящим дополнительных помех. На выходе этой системы в силу перечисленных причин будет регистрироваться некоторое случайное напряжение  $u(t)$ , называемое шумовым. В среднем за достаточно большой промежуток времени  $u(t) = 0$ . Следовательно,  $u(t)$  можно рассматривать как случайные колебания напряжения относительно оси времени и характеризовать величину шумового напряжения среднеквадратичным значением  $\overline{u^2}(t)$ . При этом усреднение проводится за промежуток времени, значительно превышающий период отдельного компонента шума, в среднем близкий к  $1/f$ . Принимается, что полезный сигнал может быть выделен на уровне шумов, если он создает на выходе системы напряжение, равное  $\sqrt{\overline{u^2}(t)}$ . Такой сигнал называется пороговым. С другой стороны шумовое напряжение можно рассматривать как результат воздействия на идеальный приемник некоторой флуктуирующей мощности  $W$ . Следовательно, аналогично сказанному, пороговой или минимально обнаруживаемой мощностью  $W_{\min}$  можно назвать такую мощность поглощаемого приемником излучения, величина которой равна корню из среднеквадратичного значения мощности шумов.

Для приемников инфракрасного излучения характерны следующие пять типов шумов: джонсоновский, температурный, генерационно-рекомбинационный, токовый (внутренние шумы) и фотонный или радиационный (внешний шум). Каждый тип шума вносит определенный вклад в величину минимальной обнаруживаемой мощности, теоретическое значение которой определяется выражением

$$W_{\min} = V \sum \overline{W_j^2}, \quad (4.141)$$

где  $j$  — индекс, обозначающий тип шума.

Роль той или иной составляющей шума различна для приемников различных классов. Радиационный шум в одинаковой степени присущ и тепловым приемникам и фотосопротивлениям. Пороговая чувствительность фотосопротивлений определяется практически генерационно-рекомбинационным и токовым шумами, у тепловых приемников она определяется джонсоновским и температурным, а в случае болометров и токовыми шумами. Рассмотрим более подробно различные типы шумов.

а) Шум Джонсона (тепловой шум) возникает в проводнике или полупроводнике вследствие флуктуаций скоростей носителей заряда, что приводит к появлению на концах проводника (полупроводника), даже если через него не протекает ток, флуктуирующего напряжения, среднеквадратичная величина которого равна

$$\overline{u_D^2} = 4kTR\Delta f, \quad (4.142)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж·град $^{-1}$ ).

Среднеквадратичная мощность, соответствующая джонсоновскому шуму:

$$\overline{W_D^2} = S^{-2} \overline{u_D^2}. \quad (4.143)$$

б) Температурный шум появляется вследствие флуктуаций температуры приемника, находящегося в тепловом статистическом равновесии со средой. Среднеквадратичное значение шумовой мощности, вызванной тепловыми флуктуациями, равно

$$\overline{W_T^2} = 4kTG\Delta f, \quad (4.144)$$

где  $G$  — коэффициент теплообмена (теплопроводность) между приемником и окружающей средой, выражаемый в  $вт \cdot град^{-1}$ . Если теплообмен происходит только путем излучения, то температурный шум отождествляется с радиационным. В этом случае для плоского абсолютно черного тела  $G = 8\sigma AT^3$  и

$$\overline{W_T^2} = 32k\sigma AT^5\Delta f. \quad (4.145)$$

Если же теплообмен осуществляется в основном путем теплопроводности, то  $G$  определяется экспериментально.

в) Генерационно-рекомбинационный шум свойствен лишь полупроводникам. Он возникает вследствие флуктуаций концентрации носителей заряда, генерируемых тепловым движением кристаллической решетки. Общее выражение для генерационно-рекомбинационного шума не найдено. В частности, для полупроводника с собственной проводимостью шумовое напряжение равно

$$\overline{u_{rp}^2} = \frac{(2\tau_e N)^{1/2} e u}{[1 + (2\pi f \tau_e)^2]^{1/2}}, \quad (4.146)$$

где  $N = N(T)$  — общее число носителей в зоне проводимости,  $\tau_e = \tau_e(T)$  — один из компонентов времени жизни носителя,  $e$  — заряд электрона,  $\mu$  — подвижность носителей,  $u$  — напряжение на приемнике. Соответственно

$$\overline{W_{rp}^2} = S^{-2} \overline{u_{rp}^2}.$$

г) Токовый шум (шум со спектром  $1/f$ ) наблюдается в приемниках, через которые протекает ток достаточно большой величины, т. е. в болометрах и фотосопротивлениях. Причины появления токового шума окончательно не выяснены. По-видимому, ими являются контактные и по-

верхностные процессы, такие как возникновение потенциальных барьеров в местах нарушения кристаллической решетки, на границах между отдельными монокристаллами в напыленных слоях, а также между материалом приемника и выводными контактами, поглощение электронов проводимости молекулами кислорода, адсорбированного на поверхности приемника, и соответствующее изменение его сопротивления и др. Приблизленно среднеквадратичное напряжение токового шума может быть записано в виде

$$\overline{u_i^2} = K \frac{l}{\delta^3} \cdot \frac{i^2}{f} \Delta f. \quad (4.147)$$

где  $K$  — коэффициент, характеризующий вещество приемника,  $l$  — длина приемника,  $\delta$  — поперечное сечение его,  $i$  — ток, проходящий через приемник. Обычно величина токового шума находится экспериментально для каждого экземпляра приемника по характеру зависимости выходного сигнала от напряжения источника.

ТАБЛИЦА XLVI

| Мощность шума | Болометр Лоу       | Висмутовый болометр   | РТЭ                   |
|---------------|--------------------|-----------------------|-----------------------|
| $W$           | $3 \cdot 10^{-13}$ | $0,8 \cdot 10^{-10}$  | $0,8 \cdot 10^{-10}$  |
| $W_i^D$       | $2 \cdot 10^{-13}$ | $0,06 \cdot 10^{-10}$ | $0,05 \cdot 10^{-10}$ |
| $W_i^T$       | 0                  | $1,0 \cdot 10^{-10}$  | 0                     |
| $W_{\min}^T$  | $4 \cdot 10^{-13}$ | $1,3 \cdot 10^{-10}$  | $0,8 \cdot 10^{-10}$  |

д) Р а д и а ц и о н н ы й ( ф о т о н н ы й ) ш у м. Статистический характер обмена квантами между приемником и окружающей средой приводит к появлению радиационного шума. В реальных

условиях на приемник попадает излучение от стенок баллона, в который он помещен, плюс излучение фона и объекта. Рассмотрим радиационный шум, которым будет обладать приемник при отсутствии объекта в поле зрения. В этом случае среднеквадратичное значение мощности равно

$$\overline{W_p^2} = 16k\epsilon A \left[ \left( 2 - \frac{\Omega}{\pi} \right) T_0^2 + \frac{\Omega}{\pi} T^2 \right] \Delta f, \quad (4.148)$$

где  $T_0$  — температура приемника, равная температуре баллона,  $T$  — температура фона,  $\Omega$  — телесный угол, в котором излучение фона попадает на приемник. Для неохлаждаемого приемника, считая, что излучение фона есть излучение атмосферы ( $T \approx 295^\circ$ ), имеем  $T \approx T_0$  и  $\Omega = 2\pi$ . Тогда  $\overline{W_p^2} = \overline{W_r^2}$ , т. е. в этом случае радиационный и температурный шумы идентичны. Для охлаждаемых приемников при больших  $\Omega$  радиационный шум может значительно превышать внутренние шумы и тем самым накладывать ограничения на порог чувствительности. Однако, используя охлаждаемую диафрагму такого размера, чтобы она была видна с приемника под углом, определяемым светосилой телескопа, можно значительно уменьшить влияние фотонного шума.

Из приведенных выражений для среднеквадратичной мощности  $\overline{W^2}$  видно, что величина каждой составляющей шума, исключая токовую, уменьшается с понижением температуры приемника. Именно это обстоятельство позволяет на 2—3 порядка понижать минимальную обнаруживаемую мощность при работе с охлаждением. В табл. XLVI приводятся результаты расчета отдельных составляющих шума для трех тепловых приемников: болометра Лоу, висмутового болометра и РТЭ.  $W'_{\min}$  — минимальная обнаруживаемая мощность, обусловленная внутренними шумами.

е) Д о п о л н и т е л ь н ы е и с т о ч н и к и ш у м о в могут быть обусловлены в принципе устранимыми причинами технического характера, такими как микрофонный эффект, вызванный вибрациями приемника, паразитный шум в усилителе, в частности, дробовой эффект и др., либо микро-

скопическими неоднородностями окружающей среды: вариациями теплового излучения атмосферы, вариациями температуры оптических поверхностей и конструкций телескопа, вариациями давления в системе охлаждения и т. д.

**§ 160. Радиометры. Усиление и регистрация сигналов.** Установка для исследования инфракрасного излучения состоит из радиометра, часто называемого инфракрасным фотометром, усилителя сигналов, регистрирующего и калибровочного устройств. Основными элементами радиометра являются: приемник излучения, модулятор, оптические фильтры и система охлаждения, если она необходима. Радиометр устанавливается на телескопе или имеет собственную питающую оптику. Промодулированное излучение объекта наблюдения, воздействуя на приемник, приводит к появлению на его выходе переменного напряжения, которое подается на вход узкополосного электронного усилителя. Очевидно, что собственные шумы усилителя не должны быть больше шумов приемника. Усиленный сигнал детектируется синхронным детектором, интегрируется *RC*-цепью, параметры которой определяют постоянную времени  $\tau$  усилителя, и поступает в регистрирующее устройство. В простейшем случае для регистрации может быть использован самописец, например, ЭПП-09. Однако такая система регистрации не позволяет непосредственно производить машинную обработку результатов наблюдений.

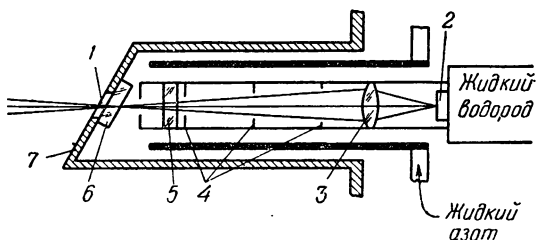


Рис. 245.

Поэтому гораздо лучше регистрировать выходной сигнал на магнитной или перфорационной ленте. Так, при наблюдениях с инфракрасным фотометром Джонсона на перфоленте для каждой звезды автоматически пробиваются: номер звезды,  $\alpha$  и  $\delta$ , номер фильтра,  $\tau$ , коэффициент усиления, дата и момент наблюдения, сигнал от звезды, качество наблюдения. Время обработки результатов, полученных в течение пяти ночей в пяти участках спектра, составляет 0,7 минуты для электронно-счетной машины IBM-7090. Следует особо подчеркнуть, что система приемник — усилитель — регистрирующее устройство должна быть линейной для всех ожидаемых значений мощности  $W$ , рассеиваемой на приемнике. Для выделения нужного спектрального интервала применяются интерференционные фильтры, фильтры Христиансена, а также фильтры, использующие избирательное отражение кристаллов. При уровне шумов приемника  $\sim 10^{-10}$  *вт* фильтром может служить модулятор из кристалла, прозрачного в некотором спектральном интервале  $\Delta\lambda$ . Очевидно, что в этом случае практически будет модулироваться только излучение вне интервала  $\Delta\lambda$ . Небольшая доля излучения внутри интервала  $\Delta\lambda$ , промодулированная вследствие потерь при отражении от кристалла, может внести некоторые ошибки в величину выходного сигнала, которые, однако, легко учитываются при обработке.

Принципиальное устройство современного радиометра рассмотрим на примере прибора, использовавшегося Мюрреем и Вильдеем при наблюдениях звезд и планет. Радиометр (рис. 245) представлял собой двойной сосуд Дьюара, охлаждаемый жидким азотом и жидким водородом, в который помещалось фотоспротивление из  $\text{GeHg}$ . Наблюдаемый объект фокусировался на входную диафрагму 1, изображение которой строилось на приемнике 2 линзой 3 из фтористого бария ( $\text{BaF}_2$ ). Для устранения радиационного шума был использован набор диафрагм 4, находившихся в тепловом контакте с

жидким азотом. Размеры диафрагм и расстояния между ними подобраны таким образом, что на линзу попадало излучение, заключенное только внутри конуса с вершиной на входной диафрагме и раствором, определяемым светосилой телескопа. Спектральный интервал 8—14 мк выделялся интерференционным фильтром 5, также находившемся в тепловом контакте с хладагентом. Для герметизации системы за входной диафрагмой, вплотную к ней, укреплялось окно 6 из  $\text{BaF}_2$ . Отражение фокального изображения от зеркальной поверхности 7 торца радиометра использовалось для гидирования.

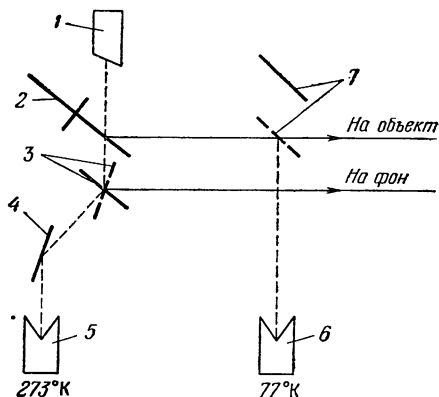


Рис. 246.

При наблюдениях протяженных объектов такая система позволяет производить фото- и киносъемку, что дает возможность надежно фиксировать положение измеряемого участка на диске. Модулирующее устройство (рис. 246) состояло из лопастного зеркального модулятора 2 и дополнительного плоского зеркала 3, несколько наклоненного относительно модулятора. Благодаря этому в каждый момент в радиометр 1 попадало либо суммарное излучение объекта и фона, либо излучение только от участка фона, расположенного на угловом расстоянии от оптической оси, равном  $5'$  при наблюдениях звезд и  $20'$  при наблюдениях Луны. Если считать, что излучение

фона в таких небольших пределах однородно, и что коэффициенты отражения модулятора и дополнительного зеркала одинаковы, то в описанной конструкции фактически модулируется только излучение объекта. Такая оптическая схема называется *двулучевой*.

Для калибровки были использованы два черных тела 5 и 6, каждое из которых представляло собой зачерненную ( $\epsilon \approx 1$ ) коническую полость, охлаждаемую соответственно тающим льдом и жидким азотом. При калибровке излучение от одного из черных тел направлялось на модулятор посредством вспомогательного плоского зеркала 7, вводившегося в основной пучок, а излучение от другого тела — посредством зеркала 4 и зеркала 3, поворачиваемого на определенный угол. Авторы отмечают, что основное ограничение чувствительности прибора было вызвано неоднородностями воздушных масс в направлениях на объект и на соседний с ним участок неба. В некоторых радиометрах не предусмотрена автоматическая компенсация излучения фона (*однолучевая* оптическая схема) и тогда приходится производить попеременные наблюдения источника и фона.

**§ 161. Калибровка измерений.** Калибровкой<sup>\*</sup> называется процедура перевода измеренных при наблюдениях значений выходного сигнала  $I_n$  в соответствующие энергетические величины. Методы калибровки бывают прямые — калибровка по черным телам различной температуры, и косвенные, при которых в качестве энергетического стандарта берется поток излучения от астрономического объекта с достаточно надежно определенными ранее энергетическими характеристиками, такими как величина отраженной Луной солнечной радиации (метод Мензела), яркостные температуры подсолнечной точки Луны, звездная величина Солнца и абсолютное распределение энергии в его спектре. В тех случаях, когда это возможно, желательно применять прямые методы калибровки, обеспечивающие большую точность результатов.

При прямом методе калибровки измерения постоянного по величине потока от калибровочного устройства производятся периодически в течение каждой ночи наблюдений. Частота этой операции определяется стабильностью системы. Таким образом, для спектрального интервала  $\Delta\lambda_i$  получается ряд значений калибровочных сигналов  $I_{\kappa}(\Delta\lambda_i, t_i)$ , несколько различающихся по величине вследствие непостоянства чувствительности приемника и коэффициента усиления. Значения калибровочных сигналов  $I_{\kappa}(\Delta\lambda_i, t)$  на моменты астрономических наблюдений  $t$  находятся интерполяцией между двумя соседними значениями  $I_{\kappa}(\Delta\lambda_i, t_i)$ . Тогда

$$W_{\pi}(\Delta\lambda_i, t) = W_{\kappa} \frac{I_{\pi}(\Delta\lambda_i, t)}{I_{\kappa}(\Delta\lambda_i, t)}, \quad (4.149)$$

где  $W_{\pi}(\Delta\lambda_i, t)$  — мощность, рассеиваемая на приемнике при наблюдениях астрономического объекта,  $W_{\kappa}$  — мощность, рассеиваемая на приемнике при измерениях калибровочного потока.

Связь спектральной освещенности  $E'$  с  $I_{\pi}(\Delta\lambda_i, t)$  дается выражением

$$E'(\Delta\lambda_i) = \frac{W_{\kappa}}{s p_{\kappa}(\Delta\lambda_i)} \cdot \frac{I_{\pi}(\Delta\lambda_i, t)}{I_{\kappa}(\Delta\lambda_i, t) p_{\pi}(\Delta\lambda_i, t)}, \quad (4.150)$$

где  $s$  — эффективная площадь главного зеркала телескопа, при нахождении которой должно быть учтено экранирующее влияние вторичного зеркала и элементов конструкции телескопа,  $p_{\kappa}(\Delta\lambda_i)$  — пропускание оптического тракта системы телескоп — радиометр, включая дифракционные потери на диафрагмах и самом приемнике,  $p_{\pi}(\Delta\lambda_i, t)$  — коэффициент атмосферного пропускания, методы определения которого рассматриваются в следующем параграфе. Величина  $p_{\pi}(\Delta\lambda_i)$ , вообще говоря, меняется со временем вследствие старения отражающего покрытия зеркал и непостоянства пропускания фильтров. Поэтому необходимо периодически проводить экспериментальные определения  $p_{\pi}(\Delta\lambda_i)$ . Следует попутно напомнить, что для  $\lambda = 10 \text{ мк}$  радиус первого дифракционного минимума в 20 раз больше, чем для видимого света.

В тех случаях, когда прямая калибровка не производится, контроль изменений чувствительности приемной аппаратуры осуществляется путем повторных наблюдений одного или нескольких источников с неизменными энергетическими характеристиками, например, ряда стандартных звезд.

**§ 162. Учет атмосферного пропускания.** Атмосферное ослабление инфракрасного излучения определяется в основном поглощением молекулярными полосами водяного пара, углекислого газа и озона (рис. 247). Промежутки между полосами называют *окнами атмосферной прозрачности*. Величина поглощения полосами  $\text{CO}_2$  и  $\text{O}_3$  для данного зенитного расстояния  $z$  и данной высоты обсерватории над уровнем моря может считаться постоянной, поскольку небольшие вариации содержания этих газов существенным образом не сказываются на ширине полос. Наоборот, величина поглощения парами  $\text{H}_2\text{O}$  сильно меняется ото дня ко дню, так как их концентрация в атмосфере весьма непостоянна. В качестве меры концентрации водяного пара обычно принимают количество осажденной воды  $d_0$ , т. е. толщину слоя воды, который образовался бы, если бы весь пар в столбе атмосферы сконденсировался в воду. Величина  $d_0$  измеряется в  $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$  или, поскольку плотность воды равна единице, просто в  $\text{см}$ . Следовательно, поглощение водяным паром есть функция  $z$  и  $d_0$ . Коэффициент пропускания для спектрального интервала  $\Delta\lambda_i$  имеет вид

$$p_{\pi}(\Delta\lambda_i, t) \equiv p_{\pi}(\Delta\lambda_i, z, d_0) = \frac{\int_{\Delta\lambda_i} I(\lambda, T) k_{\lambda}(z, d_0) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda_i} I(\lambda, T) d\lambda} = \frac{I_{\pi}(\Delta\lambda_i, t)}{I_0(\Delta\lambda_i)}, \quad (4.151)$$

где  $k_\lambda(z, d_0)$  — спектральный коэффициент пропускания,  $I(\lambda, T)$  — функция распределения энергии в спектре источника с температурой  $T$ ,  $I_0(\Delta\lambda_i)$  — внеатмосферное значение сигнала. Иногда коэффициент пропускания определяют как  $p'_a = I_\pi(\Delta\lambda_i, t)/I_0$ , где  $I_0$  — внеатмосферное значение сигнала, обусловленное интегральной энергетической освещенностью от источника. Величины  $p_a$  и  $p'_a$  есть функции температуры источника  $T$ , причем для  $p'_a$  температурная зависимость гораздо сильнее, чем для  $p_a$ . В дальнейшем будем рассматривать только величины  $p_a$ .

Коэффициенты пропускания могут определяться экстраполяцией за атмосферу результатов наблюдений одного и того же объекта на разных  $z$  либо

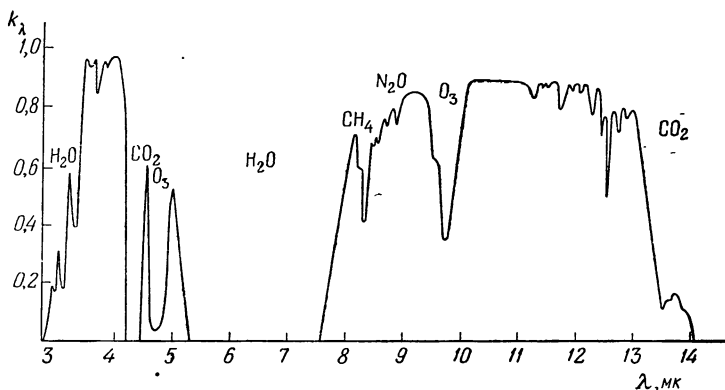


Рис. 247.

расчетным путем. В последнем случае, если температура источника заранее не известна, обработка ведется последовательными приближениями. Закон, по которому производится экстраполяция, зависит от ширины интервала  $\Delta\lambda_i$  и его положения относительно полос пропускания. Если при наблюдениях в области до 5 мкм интервал  $\Delta\lambda_i$  совпадает с одним из окон прозрачности, то экстраполяция может проводиться по закону Бугера. Для окна 8—14 мкм хорошим приближением является закон квадратного корня, согласно которому  $I_0 - I_\pi = a\sqrt{\sec z}$ , где  $a$  — переменный коэффициент, зависящий от  $d_0$ . Другими словами, график зависимости наблюдаемых величин  $I_\pi$  от  $\sqrt{\sec z}$  есть прямая, экстраполяция которой к  $\sec z = 0$  дает внеатмосферное значение  $I_0$ .

В тех случаях, когда нет возможности провести большое число измерений одного объекта при многих  $z$ , необходимо определять  $p_a$  расчетным путем. Для области до 5 мкм Эльзассер и Стронг нашли эмпирическую формулу, согласно которой

$$p_a(\delta\lambda_i, z, d_0) = -K_i \ln d_0 \sec z + p_0(\delta\lambda_i), \quad (4.152)$$

где  $\delta\lambda_i$  — расстояние между центрами двух соседних полос поглощения,  $K_i, p_0(\delta\lambda_i)$  — постоянные коэффициенты. Для окна 8—14 мкм расчет ведется по формуле (4.151), так как  $k_\lambda$  для этой области известны.

Следовательно, задача сводится к определению  $d_0$  на момент наблюдений. Для этой цели используются данные атмосферного зондирования, которые позволяют вычислить абсолютную влажность, измеряемую в г·м<sup>-3</sup> на различных высотах над земной поверхностью. Интегрирование этой величины по высотам дает искомое значение  $d_0$ . При этом не учитывается ослабление излучения, вызванное рассеиванием на крупных частицах, что особенно сильно может сказываться при наличии атмосферной дымки. Следует



упоминать другой способ определения  $d_0$ , не применявшийся, однако, широко в астрономии. Идея этого способа состоит в том, что параллельно с основными наблюдениями ведутся измерения потока от какого-либо небесного объекта в двух длинах волн, одна из которых соответствует центру полосы поглощения водяного пара, а другая — центру окна прозрачности. Отношение величин двух потоков однозначно зависит от количества водяного пара  $d$  на пути луча в атмосфере. Для получения значений  $d$  на момент наблюдений заранее строится калибровочная кривая, которая связывает измеренные отношения потоков с величинами  $d$ , полученными атмосферным зондированием. Все сказанное справедливо только для квазистабильной атмосферы, т. е. настолько стабильной, что изменениями прозрачности в течение одной ночи можно пренебречь. В реальных условиях даже в хорошие ночи имеют место флуктуации прозрачности, приводящие к случайным ошибкам измеряемого потока в несколько процентов. Поступление влажных воздушных масс, появление туманов и дымки, легких перистых облаков сильно влияют на точность измерений. Поэтому для проведения наблюдений в инфракрасном диапазоне необходимо выбирать обсерваторию с устойчивой прозрачностью.

После того как значения  $p_a(\Delta\lambda_i, t)$  получены тем или иным способом, их подставляют в формулу (4. 150) и вычисляют искомые величины  $E'(\Delta\lambda_i)$ .

**§ 163. Радиометрические наблюдения планет.** Излучение, идущее от планеты, состоит из двух компонентов. Один из них — отраженная планетой солнечная радиация, второй — собственное тепловое излучение. Спектральный состав каждого из компонентов существенно различен. Максимум отраженного излучения, положение которого определяется распределением энергии в спектре Солнца и характеристиками отражающего слоя, лежит около 0,5 мк. Положение максимума теплового излучения, согласно закону смещения Вина, зависит от температуры. Например, для освещенной стороны Меркурия ( $T \approx 600^\circ \text{K}$ )  $\lambda_{\text{max}} \approx 5 \text{ мк}$ , для Урана ( $T \approx 60^\circ \text{K}$ )  $\lambda_{\text{max}} \approx 50 \text{ мк}$ . Следовательно, отраженная и излучаемая энергии сосредоточены в различных спектральных областях, что существенно упрощает задачу выделения тепловой составляющей из суммарного потока. В настоящее время эта задача решается тем, что подавляющее большинство наблюдений проводится в окне прозрачности 8—14 мк, где влияние отраженной составляющей пренебрежимо мало. Низкотемпературные объекты при малом содержании водяного пара в атмосфере иногда наблюдают в окне 18—22 мк.

При вычислениях яркостной температуры  $T_a$  по измеренным энергетическим освещенностям обычно предполагается, что коэффициент излучения  $\epsilon = 1$ , поскольку нет надежных данных о значениях  $\epsilon$  для планет в инфракрасной области. Однако такое приближение, по-видимому, является довольно грубым, так как экспериментальное определение  $\epsilon$  для Луны, проведенное М. Н. Марковым и В. Л. Хохловой, показало, что  $\epsilon \approx 0,75$  для  $\lambda \geq 3,5 \text{ мк}$  и во всяком случае  $\epsilon < 1$ . Кроме того,  $\epsilon$ , по-видимому, зависит от  $\lambda$  и несколько меняется от места к месту на поверхности. Марков и Хохлова предлагают для более надежного определения  $\epsilon$  применить лазерную локацию Луны.

Чувствительность современных приемников позволяет при наблюдениях планет на телескопах диаметром 1 ÷ 5 м достигать разрешения порядка 1 ÷ 10". Такое хорошее разрешение совместно с малой инерционностью инфракрасных систем дает возможность получать информацию о тепловом излучении планет в виде карт изотерм. Сканирование диска планеты осуществляется движением всего телескопа по прямому восхождению и склонению либо перемещением изображения по приемнику специальным механизмом сканирования (качающееся зеркало, установленное недалеко от фокальной

плоскости). Чрезвычайно существенной операцией является привязка результатов радиометрических наблюдений к видимому диску планеты. Надежным методом привязки является фотографирование зеркальной входной диафрагмы радиометра. В радиометрах с приемником, расположенным в фокальной плоскости телескопа, для привязки используется изображение объекта, получаемое при отражении света от лопастей зеркального модулятора, который устанавливается под углом к оптической оси телескопа. Согласно методике, разработанной Инграо, в плоскости этого изображения (его можно назвать вспомогательным) помещается крест, выставленный предварительно таким образом, что положение центра креста относительно оси телескопа тождественно положению приемника. Производя одновременно с радиометрическими измерениями фотографирование вспомогательного изображения, получают снимки планеты с отчетливо видимым на них крестом, причем центр его отмечает центр измеряемого участка. Саари и Шортхилл проектировали вспомогательное изображение на диафрагму обычного фотоэлектрического фотометра. Диафрагма центрировалась так же, как и крест Инграо.

В результате сканирования объекта получают его изображение в видимой и инфракрасной областях спектра. Совмещение этих изображений с фотоснимком, сделанным в ту же ночь, обеспечивает хорошую привязку. Следует помнить, что атмосферная рефракция для разных длин волн неодинакова. Поэтому при привязке необходимо вносить поправки за дифференциальную рефракцию. Точность тщательно выполненной привязки составляет  $\pm 1 \div 2''$ . Ошибки относительного распределения яркостной температуры по диску достигают  $\pm 0,1^\circ$ . Ошибки абсолютных значений  $T_\lambda$  оценить трудно в силу неопределенности значений  $\epsilon$  и, возможно, в силу наличия неучитываемых систематических ошибок, допускаемых при определении атмосферного пропускания. По-видимому,  $\Delta T_\lambda = 10^\circ$ .

**§ 164. Радиометрические наблюдения звезд.** Современный метод нахождения энергетической освещенности  $E'$  от звезд основан на построении кривых спектрального распределения, получаемых из результатов многоцветной фотометрии звезд в системе Джонсона (см. § 146) в диапазоне  $0,36-14 \text{ мк}$ , и последующем интегрировании этих кривых по длинам волн. Обычно энергетические освещенности, соответствующие различным эффективным длинам волн, находят из наблюдений в виде звездных величин. Для интегрирования кривые спектрального распределения должны быть выражены в энергетических единицах. Следовательно, необходима энергетическая калибровка данных фотометрии. Джонсон выполнил калибровку, используя ранее известные абсолютное распределение энергии в спектре Солнца и его звездные величины для различных эффективных длин волн. В этом случае

$$\lg E_i^* = \lg E_i^\odot - 0,4 (m_i^* - m_i^\odot), \quad (4.153)$$

где  $i$  — индекс спектральной полосы в системе Джонсона. Полученные в результате интегрирования величины  $E'$  для использования в звездной астрономии и астрофизике удобнее перевести снова в звездные величины. Звездные величины, соответствующие энергетическим освещенностям  $E'$ , называются *болометрическими* ( $m_{\text{bol}}$ ). Шкала болометрических звездных величин относительная. Она выбрана так, что для звезд класса G2 V (Солнце)  $m_{\text{bol}} = V$ , где  $V$  — визуальная звездная величина в системе Джонсона. Тогда для любой звезды

$$m_{\text{bol}} = -2,5 \lg E' + 2,5 \lg E'^\odot + V^\odot. \quad (4.154)$$

Если принять  $E'^\odot = 0,139 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , что соответствует солнечной постоянной

1,99 кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup> и  $V^{\odot} = -26^m 73$ , то

$$m_{\odot x} = -2,5 \lg E' - 28^m 87. \quad (4.155)$$

Следовательно, болометрическая звездная величина, соответствующая энергетической освещенности в 1 *вт·см<sup>-2</sup>*, равна  $-28^m 87$ . Очевидно, что  $m_{\odot x}$  звезд, у которых величины  $V$  равны, но спектральные классы неодинаковы, будут различны. Количественно эти различия характеризуют, вводя понятие болометрической поправки  $BC$ . По определению,

$$BC = m_{\odot x} - V. \quad (4.156)$$

Для звезд G2  $V$  поправка  $BC = 0$ . Болометрические поправки для звезд разных спектральных классов могут быть найдены из наблюдений по известным  $m_{\odot x}$  и  $V$  или рассчитаны в предположении планковского характера излучения для средних температур, приписываемых данному спектральному классу. Сравнение наблюдаемых и рассчитанных значений  $BC$  (см. табл. XLIX) показывает, что наиболее существенное отклонение излучения от планковского имеет место у звезд ранних классов. Точность определения  $m_{\odot x}$  и  $BC$  существенным образом зависит от той точности, с которой известны параметры, использованные Джонсоном при калибровке. Кроме того, при нахождении  $m_{\odot x}$  и  $BC$  следует оценить возможность искажения распределения энергии в спектре вследствие межзвездного покраснения света.

Э ф ф е к т и в н ы е т е м п е р а т у р ы могут быть вычислены непосредственно из результатов наблюдений только для звезд с известными угловыми диаметрами  $d''$ . Формула (4.131) в этом случае преобразуется к виду

$$\lg T = 0,25 \lg E' + 5,63 - 0,5 \lg d'', \quad (4.157)$$

или

$$\lg T = -m_{\odot x} + 2,738 - 0,5 \lg d''. \quad (4.158)$$

До настоящего времени таким образом определены температуры только 10 звезд. В табл. XLVII, кроме результатов Джонсона, приводятся данные Петтита и Никольсона, о которых будет сказано дальше.

ТАБЛИЦА XLVII

| Название звезды   | Температура, °К |             | Название звезды       | Температура, °К |             | Название звезды        | Температура, °К |             |
|-------------------|-----------------|-------------|-----------------------|-----------------|-------------|------------------------|-----------------|-------------|
|                   | по Петтиту      | по Джонсону |                       | по Петтиту      | по Джонсону |                        | по Петтиту      | по Джонсону |
| $\alpha$ Bootis   | 4300            | 4170        | $\alpha$ Scorpii      | 3270            | 3480        | Солнце                 | —               | 5800        |
| $\alpha$ Tauri    | 3890            | 3780        | $\beta$ Pegasi        | 3140            | 3300        | $\alpha$ Canis Majoris | —               | 8830        |
| $\alpha$ Herculis | 3320            | —           | $\sigma$ Ceti A (max) | 2210            | 2014        | $\beta$ Aurigae        | —               | 10080       |
| $\alpha$ Orionis  | 3270            | 3980        | YY Geminorum          | —               | 3790        |                        |                 |             |

Поскольку число звезд, для которых одновременно известны  $E'$  и  $d''$ , так невелико, необходимо выбрать критерий, позволяющий оценить температуру для достаточно большого числа звезд с известным распределением энергии в спектре, но с неизвестными диаметрами. В качестве такого критерия Джонсон предложил использование величины  $(R+I)-(J+K)$ , однозначно определяющие температуру (табл. XLVIII). Температуры, вычисленные по формулам (4.157) и (4.158), достаточно хорошо ложатся на кривую Джонсона. Поскольку звездные величины  $I$ ,  $J$ ,  $K$ ,  $R$  известны для большого числа звезд, пользуясь указанной зависимостью, можно найти средние температуры для звезд различных спектральных классов и разных клас-

сов светимости. Эти данные приводятся в табл. XLIX, в которую включены также наблюдаемые и расчетные значения болометрических поправок для звезд главной последовательности. Римские цифры в заголовках столбцов означают классы светимости.

ТАБЛИЦА XLVIII

| $(R + I) - (J + K)$ | $10^4/T$ | $(R + I) - (J + K)$ | $10^4/T$ | $(R + I) - (J + K)$ | $10^4/T$ |
|---------------------|----------|---------------------|----------|---------------------|----------|
| 0                   | 1,105    | 3                   | 2,68     | 6                   | 4,11     |
| 1                   | 1,628    | 4                   | 3,14     | 7                   | 4,58     |
| 2                   | 2,15     | 5                   | 3,64     | 8                   | 5,08     |

В астрономической литературе еще широко применяются радиометрические характеристики звезд, введенные Петтитом и Никольсоном, а именно — радиометрическая звездная величина  $m_r$ , тепловой показатель  $HI$  и поглощение водяным фильтром  $WC$ . Величина  $m_r$  соответствует энергетической освещенности на уровне обсерватории Маунт Вилсон от звезды, находящейся

ТАБЛИЦА XLIX

| Спектральный класс | $T, ^\circ K$ |      |      | BC (наблюдения)    |                    |                    | BC (расчет)       |
|--------------------|---------------|------|------|--------------------|--------------------|--------------------|-------------------|
|                    | I             | III  | V    | I                  | III                | V                  |                   |
| A0                 | 9600          | —    | 9500 | —                  | —                  | +0 <sup>m</sup> 03 | —0 <sup>m</sup> 6 |
| A5                 | 8000          | —    | 8220 | +0 <sup>m</sup> 10 | —                  | +0,07              | —0,2              |
| F0                 | 7400          | —    | 7180 | +0,07              | —                  | +0,07              | 0,0               |
| F5                 | 6520          | —    | 6570 | +0,07              | —                  | +0,06              | 0,0               |
| G0                 | 5900          | —    | 5940 | +0,04              | —                  | 0,00               | —0,05             |
| G5                 | 5070          | —    | 5640 | —0,16              | —                  | —0,03              | —0,10             |
| K0                 | 4760          | 4760 | 5290 | —0,30              | —0 <sup>m</sup> 27 | —0,12              | —0,17             |
| K5                 | 3820          | 3820 | 4410 | —1,10              | —1,06              | —0,64              | —0,6              |
| M0                 | 3680          | 3680 | —    | —1,30              | —1,29              | —                  | —1,2              |
| M5                 | 2800          | 2800 | —    | —3,34              | —3,33              | —                  | —3,2              |

в зените. Шкала радиометрических звездных величин была выбрана так, что для звезд класса A0 величина  $m_r = m_{HR}$ , где  $m_{HR}$  — визуальная звездная величина в Гарвардской шкале. Внеатмосферное значение радиометрической звездной величины определялось как  $m_r - \Delta m_r$ , где  $\Delta m_r$  — поправка за поглощение в атмосфере и в оптике. Энергетическая освещенность на границе атмосферы определяется из соотношения

$$\lg E' = -11,917 - 0,4(m_r - \Delta m_r). \quad (4.159)$$

Джонсон показал, что энергетические освещенности по Петтиту и Никольсону занижены по сравнению с современными значениями тех же величин приблизительно на 20%. Причина расхождений — недостаточно строгий учет Петтитом и Никольсоном коэффициентов отражения зеркал телескопа. Радиометрические звездные величины для звезд спектральных классов, отличных от A0, определялись через тепловой показатель  $HI = m_{HR} - m_r$ . Независимой характеристикой звезд, не связанной с выбором нуля-пункта, служила также величина

$$WC = -2,5 \lg \frac{n}{n_{WC}}, \quad (4.160)$$

где  $n$  — показания выходного прибора (гальванометра), соответствующие измеряемой энергетической освещенности,  $n_{wc}$  — показания гальванометра при введении перед приемником водяного фильтра, не пропускающего излучения с длиной волны  $\lambda > 1,5$  мк.

Для звезд с известными угловыми диаметрами Петтит и Никольсон вычисляли эффективные температуры по формуле

$$\lg T = 2,638 - 0,1 (m_r - \Delta m_r) - 0,5 \lg d'' \quad (4.161)$$

Эти результаты также приведены в табл. XLVII. Кроме того, применяя методы, аналогичные методам расчета  $BC$ , Петтит и Никольсон определили температуры по величинам  $HI$  и  $WC$  для большого числа звезд.

В 1965 г. были обнаружены «инфракрасные звезды» — объекты, излучение которых практически полностью сосредоточено в области с длиной волны  $\lambda > 1$  мк. Определение спектральной освещенности, измеряемой в  $вт \cdot см^{-2} мк^{-1}$  от «инфракрасных звезд», в ряде случаев не связывается с системой звездных величин Джонсона, а производится непосредственными абсолютными измерениями в различных длинах волн.

§ 165. Радиометрические наблюдения солнечной короны.<sup>3</sup> Радиометрические наблюдения солнечной короны или, точнее, межпланетной пыли в окрестностях Солнца производятся во время полных солнечных затмений либо вне затмений с высот  $\sim 20$  км и более, где яркость неба (фона) не является помехой для такого рода наблюдений. Попытки радиометрических исследований в широком спектральном диапазоне (1,5—14 мк) при помощи специально сконструированных для этой цели радиометров не привели к однозначному результату. Впервые уверенное измерение теплового излучения межпланетной пыли было выполнено Петерсоном во время затмения 12 ноября 1966 г. Наблюдения проводились при помощи однолучевого инфракрасного фотометра, установленного на 6-дюймовом рефлекторе. Приемник — фотосопротивление из  $PbS$ , охлаждаемое сухим льдом. Угловое разрешение фотометра составляло  $5'$ , узкий спектральный интервал вблизи длины волны 2,2 мк вырезался интерференционным фильтром. Выделить излучение пыли из излучения фона удалось с однолучевой схемой благодаря различию в характере распределения яркости источника и фона относительно Солнца: яркость неба монотонно убывает по направлению от Солнца, а яркость короны максимальна на расстоянии  $2^\circ$  от центра диска.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бажулин П. А., Карташев А. В., Марков М. Н., Космич. иссл. 4, 601, 1966.
2. Бонч-Бруевич А. М., Радиоэлектроника в экспериментальной физике, «Наука», 1966.
3. Воронкова Е. М. и др., Оптические материалы для инфракрасной техники, «Наука», 1965.
4. Зельцер М. С., Бюлл. АБАО, № 16, 1954.
5. Камионко Л. А., Котляр Л. М., Чистяков Ю. Н., АЦ, № 389, 1966.
6. Козырев Б. П., Изв. ЛЭТИ, вып. 44, 1960.
7. Круз П., Макглоулин Л., Макквистон Р., Основы инфракрасной техники. Воениздат, М., 1964.
8. Марков М. Н., Приемники инфракрасного излучения, «Наука», 1968.
9. Марков М. Н., Хохлова В. Л., Изв. Комиссии по иссл. планет, вып. 5, 1965.
10. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р., Обнаружение и измерение инфракрасного излучения, ИЛ, 1959.
11. Чистяков Ю. Н., Изв. ГАО, № 178, 1965.
12. Adel A., Lampland C., ApJ 91, 481, 1940.
13. Chase S., Kaplan L., Neugebauer G., J. Geophys. Res. 68, 6157, 1963.
14. Geoffrion A., Korner M., Sinton W., Lowell Obs. Bull., N 106, 1960.

15. Harwit M. et al., Appl. Opt. 5, 1732, 1966.
16. Ingraо H., Young A., Linsky J., Harv. Coll. Obs. Scient. Rep., N 6, 1965.
17. Jaffe L., J. Geophys. Res. 72, 773, 1967.
18. Johnson H., Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya 3, 305, 1964.
19. Johnson H., Low F., Steinmetz D., ApJ 142, 808, 1965.
20. Johnson H., Mitchell R., Comm. LRL, I, nn. 14—16, 1962.
21. Low F., JOSA 51, 1300, 1961.
22. Low F., Johnson H., ApJ 139, 1130, 1964.
23. Low F., Johnson H., ApJ 141, 336, 1965.
24. Murray B., Wildey R., ApJ 139, 435, 734, 1964.
25. Murray B., Wildey R., J. Geophys. Res. 68, 4813, 1963.
26. Peterson A., ApJ 148, L37, 1967.
27. Pettit E., Nicholson S., ApJ 68, 279, 1928.
28. Pettit E., Nicholson S., ApJ 71, 102, 1930.
29. Saary J., Shorthill R., Ann. N. Y. Acad. Sci. 123, 722, 1965.
30. Saary J., Shorthill R., Boeing Document D-1-82-0586, 1966.
31. Sinton W., Strong J., ApJ 131, 470, 1960.
32. Westphal J., Wildey R., Murray B., Appl. Opt. 2, 745, 1963.

## СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ

§ 166. Общие принципы. Фотометрия излучения, разложенного в спектр (мономатического излучения), носит название *спектрофотометрии*. Она имеет по сравнению с обычной фотометрией ряд особенностей, которые настолько сближают ее со спектроскопией, что даже позволяют в известном смысле считать ее разделом спектроскопии. Действительно, фотометрируя непрерывный спектр и спектральные линии, мы получаем ряд новых количественных характеристик спектра, на основе которых возможно построение количественной теории излучающих сред. Ввиду практической невозможности выделения из спектра идеально мономатических (соответствующих бесконечно малому интервалу длин волн  $d\lambda$ ) пучков света, речь может идти только о фотометрии излучения, соответствующего некоторому конечному интервалу длин волн  $\Delta\lambda$ . Производимые измерения непосредственно характеризуют собой или *относительную интенсивность излучения* (силу света)  $I_\lambda$ , или же в более общем случае *освещенность*  $E_\lambda$ , создаваемую источником света. Только в последнем случае и можно говорить об *абсолютной спектрофотометрии*, т. е. о выражении результата спектрофотометрических измерений в абсолютных единицах освещенности, имеющих размерность  $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ . В остальных случаях мы будем говорить об *относительной спектрофотометрии*.

Измеренные мономатические интенсивности непрерывного излучения или освещенности позволяют судить об изменении  $I_\lambda$  или  $E_\lambda$  с длиной волны и представляют собой так называемое *распределение энергии* в спектре данного источника. Распределение интенсивности внутри спектральной линии мы называем *профилем линии*. Если нашей задачей является фотометрия спектральных линий, то интервал  $\Delta\lambda$  берут возможно более узким. При фотометрии непрерывного спектра  $\Delta\lambda$  можно увеличить, так как в этом случае функция  $I_\lambda$  изменяется сравнительно медленно. Иногда, для того чтобы получить хотя бы предварительное представление о распределении энергии в спектре источника света, прибегают к выделению из спектра очень широких интервалов (что чаще всего достигается при помощи светофильтров). В этом случае, однако, мы будем уже иметь дело не со спектрофотометрией в буквальном смысле слова, а с *колориметрией*. К колориметрии приходится прибегать как к единственному методу в тех случаях, когда измеряемые интенсивности слабы.

Фотометрические промеры спектров можно осуществлять всеми методами обычной фотометрии, а именно визуальными, фотографическими и фотоэлектрическими. Визуальные методы в настоящее время не применяются, так как они слишком сильно зависят от индивидуальных свойств глаза и обычно оказываются обремененными большими систематическими ошибками. Фотографическая спектрофотометрия ввиду огромных преимуществ фотографического метода перед визуальным является сейчас главным средством для

изучения звездных спектров. Спектрофотоэлектрические измерения дают наиболее точные результаты. Однако этому методу исследования пока доступны только наиболее яркие небесные светила — Солнце, некоторые планеты и наиболее яркие звезды. Почти все данные, необходимые для построения теории звездных атмосфер, получены методами спектрофотометрии. Так, изучая интенсивности линий в спектрах звезд, мы составляем себе представление о физических процессах, совершающихся в наружных слоях звезд. Изучая распределение энергии в непрерывном спектре звезды, мы можем определить ее температуру и сделать ряд выводов о строении фотосферных слоев звезды.

Для спектрофотометрии могут быть использованы все виды спектрографов, описанных в главе XVII. Кроме этих приборов, для получения гетерохромного и монохроматического излучения в широких интервалах длин волн употребляются всевозможные монохроматоры и светофильтры. Чрезвычайно узкие интервалы длин волн ( $\Delta\lambda$  может быть доведено до  $0,1 \text{ \AA}$ ) выделяют из спектра так называемые интерференционно-поляризационные светофильтры.

Процесс спектрофотометрических измерений заключается в сравнении интенсивностей спектра исследуемого объекта с интенсивностями в спектре некоторого источника света с известным распределением энергии — *спектре сравнения*. В результате мы можем выразить интенсивности исследуемого спектра в долях, соответствующих интенсивности спектра сравнения (для тех же длин волн). Таким образом, как правило, мы всегда будем иметь дело с *дифференциальными* фотометрическими измерениями. Однако, для того чтобы выразить интенсивности исследуемого спектра в одной и той же фотометрической шкале и, еще лучше, в абсолютных энергетических единицах, мы должны предварительно хорошо изучить спектр сравнения. В лабораторных условиях это может быть спектр ярких ленточных ламп (банд-лампы) дающих непрерывный спектр при температурах, доходящих до  $2900^\circ \text{ K}$ , или водородной газосветной трубки, дающей интенсивное свечение в ультрафиолетовой части спектра. Распределение энергии в спектре этих ламп можно измерить в абсолютных единицах при помощи термоэлемента или радиометра. Такие же абсолютные измерения можно произвести и для очень ярких небесных светил (Солнце). При этом приходится производить трудный и сложный учет потери энергии при прохождении света через измерительные приборы и земную атмосферу. Во всех остальных случаях мы должны привязывать наши наблюдения к спектру сравнения. Таким образом, основными источниками спектров сравнения следует считать лабораторные источники (лампы) и Солнце.

Для астрономических исследований спектр Солнца является наиболее удобным спектром сравнения, так как он соответствует сравнительно высокой температуре ( $T \approx 5700^\circ \text{ K}$ ), типичной для звезд. Высокое постоянство и общедоступность этого источника света делают его основным объектом сравнения в экспедиционных условиях (особенно при наблюдениях полных солнечных затмений). Главным недостатком солнечного спектра как спектра сравнения является наличие в нем большого числа линий поглощения, которые, сливаясь вместе в ультрафиолетовом конце спектра, образуют сплошной фон, интенсивность которого ниже интенсивности непрерывного спектра. Для приборов различной разрешающей силы влияние линий на принимаемую при обработке условную высоту непрерывного спектра (на диаграмме, построенной по  $\lambda$  и  $I_\lambda$ ) оказывается различным. Для приборов с малой разрешающей силой явление замывания линий (и понижения принятого непрерывного фона) будет особенно сильным. Наличие линий сильно затрудняет наблюдателя в выборе стандартных участков для определения  $I_\lambda$  и делает неуверенными фотометрические измерения в местах сильного наложения



линий. Этим недостатком не обладают спектры ленточных ламп, которые являются чисто непрерывными спектрами.

Г. А. Тиховым было предложено использовать в качестве спектров сравнения спектры высокотемпературных звезд спектрального класса О, так как относительное распределение энергии в спектрах высокотемпературных источников света мало зависит от температуры источника (температуру можно считать бесконечно большой). Однако очевидно, что спектры этих звезд в лучшем случае, когда их температура действительно очень высока ( $T > 40\,000^\circ \text{K}$ ), могут служить спектрами сравнения только для относительных измерений. Абсолютные значения  $I_\lambda$  для этих звезд заранее не известны и должны быть в свою очередь определены путем сравнения с лабораторными источниками или с Солнцем. Зная для какой-либо звезды  $I_\lambda$  в произвольных относительных единицах, можно получить и абсолютные значения этих интенсивностей из интегральной освещенности, создаваемой звездой (что может быть найдено по звездной величине), выраженной в абсолютных единицах. Действительно, так как интегральная освещенность внутри некоторого интервала длин волн (фотографическая или визуальная) равна

$k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda$  то, исходя из ее значения, найденного по известной звездной величине и, известных  $I_\lambda$ , можно вычислить постоянную  $k$  — множитель, переводящий  $I_\lambda$  в абсолютные освещенности.

Задача определения  $I_\lambda$  по измерениям исследуемого спектра при помощи спектра сравнения в некоторой относительной (или абсолютной) шкале интенсивностей или освещенностей носит название *стандартизации*, так как спектр сравнения является как бы своеобразным стандартом, с которым сравнивается исследуемый спектр. Строгая дифференциальность измерений при спектрофотометрических исследованиях является почти обязательной. Существенно производить сравнение исследуемого спектра и стандарта для участков одной и той же длины волны. Так производятся сравнения интенсивностей непрерывного спектра двух звезд. При изучении профилей линий выражают интенсивности в единицах непрерывного спектра соседних областей. Очевидно, что в последней задаче условие одной и той же длины волны особенно легко осуществляется.

**§ 167. Принципы фотографической спектрофотометрии.** Фотометрическая стандартизация негативов. Для того чтобы сравнение интенсивности двух (или более) спектров стало возможным, почернения на спектрограмме (или пропускания) должны быть переведены в шкалу интенсивности. Этот перевод осуществляется посредством *фотометрической стандартизации негативов*, которая состоит из: 1) получения шкалы для перевода почернений негатива в интенсивности и 2) определения нуля-пункта шкалы (собственно стандартизация). Первая часть задачи носит название калибровки негатива. Для многих задач, например, для построения профиля спектральной линии поглощения, знание нуля-пункта шкалы вовсе не обязательно. В тех же случаях, когда требуется определить освещенности в исследуемом спектре в абсолютной мере, при помощи спектра сравнения, нуль-пункт шкалы определяется самим спектром сравнения.

В результате калибровки негатива мы получаем *характеристические кривые* для исследуемых участков спектра. Методы калибровки могут быть различными в зависимости от инструмента и поставленной цели. Наиболее просто производится калибровка достаточно широких спектрограмм, когда мы можем измерять почернения различных площадок на негативе. В этом случае калибровка снимков обычно делается при помощи вспомогательных спектрограмм, полученных от лампы накаливания или Солнца (в некоторых

случаях и от других источников света) при помощи того же спектрографа, с которым производятся рабочие снимки, или со вспомогательным лабораторным спектрографом. На щель спектрографа надевается ступенчатый светофильтр (ослабитель) или фотометрический клин. *Ослабитель* представляет собой тонкую стеклянную или кварцевую пластинку, на которую ступеньками нанесены методом катодного распыления какого-либо подходящего для данной цели металла (лучше всего платины) полосы различной прозрачности. Ширина полосок обычно варьируется от 0,2 мм до 1,0 мм,

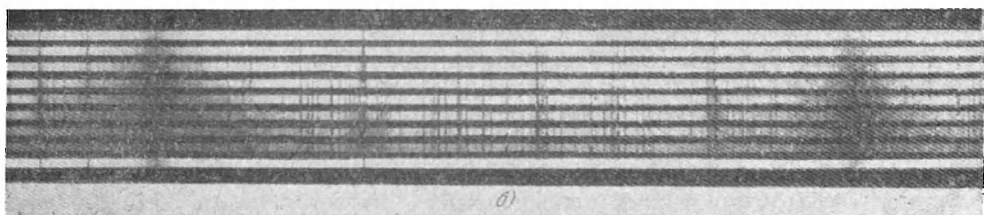
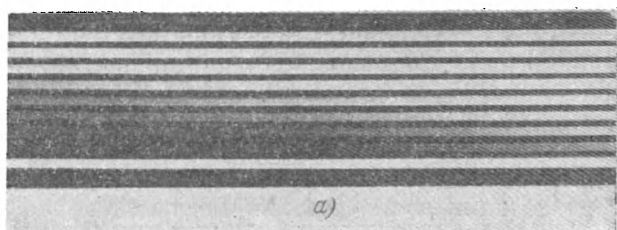


Рис. 248.

а их число от пяти до двенадцати. Из-за особенностей поглощения и рассеяния света все ослабители селективны, причем соотношение между пропусканием света отдельными полосками зависит, хотя и слабо (для платиновых ослабителей), от длины волны. Поэтому прежде чем употреблять для точной спектрофотометрии изготовленные в промышленности ослабители, их следует промерить через монохроматор и со всей возможной точностью определить пропускания полосок в зависимости от длины волны. На рис. 248 приведены фотографии спектра лампы накаливания (а) и спектра Солнца (б) через ослабитель. Разность логарифмов пропусканий обычно подбирают близкой к 0,3 (грубая градация) и до 0,1 (тонкая градация). Фотометрический клин с хорошо известными величинами пропускания для любого из его участков для получения калибровочного спектра располагают вдоль щели спектрографа. Клин менее удобен для работы, чем ступенчатый светофильтр, и поэтому редко употребляется.

Хорошим калибровочным приспособлением является *ступенчатая щель*, представляющая собой ряд прямоугольных дырок — диафрагм различной ширины. Широко открывая щель спектрографа и ставя перед ней ступенчатую щель, мы как бы заменяем одну щель несколькими щелями различной ширины. Освещенность в спектре, создаваемая такой щелью, прямо пропорциональна ширине щели-диафрагмы. Зная ширины щелей-диафрагм (а их можно предварительно точно измерить), мы, очевидно, можем также по почернениям отдельных калибровочных спектров построить характеристические кривые. Важным преимуществом ступенчатой щели перед ступен-

чатым светофильтром и фотометрическим клином является независимость градации полосок от длины волны. Вместе с тем от ступенчатой щели следует требовать высокой точности в изготовлении, иначе на калибровочных спектрах почернения будут неравномерными и при построении характеристических кривых возникнут большие ошибки. К сожалению, ступенчатая щель почти неприменима, когда калибровка производится по Солнцу, так как большая часть видимого солнечного спектра испещрена фраунгоферовыми линиями. На снимках линии будут с переходом к более широким щелям-диафрагмам все более и более размываться, замывая при этом и узкие участки расположенного между ними непрерывного спектра. В ультрафиолетовых и синих лучах, где чистый непрерывный спектр вообще отсутствует, градация будет зависеть от выбранного участка спектра, и по существу, будет совершенно ошибочной. Калибровку можно производить с выдержками, в десятки раз отличающимися от выдержки на спектрограмме объекта. Как показали специальные исследования, это не скажется на форме характеристических кривых.

Для определения нуль-пунктов характеристических кривых (для стандартизации) нужно обязательно привлечь снимки спектра стандартного источника (лампы, звезды с известным распределением энергии в спектре Солнца). В одном лишь случае без этого можно обойтись, а именно тогда, когда нашей задачей является построение профилей спектральных линий, для которых интенсивность непрерывного спектра вблизи линии принята за единицу.

Для снимков звездных спектров, полученных с объективной призмой, можно предложить три метода калибровки на самом инструменте: 1) метод решетки, впервые предложенный Герцшпрунгом, 2) метод призмного спутника (метод Тихова) и 3) метод стандартных диафрагм. Несмотря на ряд достоинств этих методов, позволяющих использовать для калибровки спектры звезд и получать ее почти одновременно с фотографированием основных спектрограмм и на той же пластинке, эти методы в настоящее время применяются сравнительно редко. Поэтому за описанием их мы отсылаем читателя ко второму изданию данного курса.

**§ 168. Измерение спектрограмм на микрофотометрах.** В настоящее время для фотометрической обработки спектрограмм употребляются исключительно объективные микрофотометры с фотоэлементами или фотоумножителями. В большинстве случаев это *саморегистрирующие микрофотометры* со сплошной или дискретно-цифровой записью. При желании на них можно производить и промеры отдельных (заранее выделенных) участков спектра, так, как производятся промеры изображений звезд, причем может быть использован как гальванометр, так и самописец. В последнем случае производится не сплошная запись спектра, а записываются сигналы от отдельных участков при идущем самописце. Иногда только путем такой выборочной фотометрии звездных спектров удается сравнительно быстро обработать очень большой материал. В простейшем случае микрофотометр измеряет *пропускания*. Мерой пропускания является отброс гальванометра или пера самописца. Величина пропускания

$$T = \frac{O - D}{P - D},$$

где  $O$  — отсчет при наводке на изображение,  $P$  — отсчет на неэкспонированный фон пластинки и  $D$  — отсчет при выключенном (закрытом специальным затвором или блендой) свете (темнота). Многие исследователи считают, что фон должен измеряться около самого изображения. Так как это место засвечивается рассеянным светом внутри спектрографа или фоном неба

(бесщелевые снимки), то этим нарушается соответствие исследуемого и калибровочного спектра. Применять такой прием мы считаем возможным лишь тогда, когда калибровочный спектр получен при тех же условиях, что и основной. Отброс при наведении на фон пластинки калибровочного спектра (около спектрограмм) должен быть таким же, как и вблизи спектрограммы объекта.

Одним из лучших саморегистрирующих микрофотометров до недавнего времени считался микрофотометр Молля. Он довольно полно описан во втором издании данного курса. Недостатком этого микрофотометра является нежесткость конструкции, в результате чего юстировка оптики легко сбивается, а также и регистрация отбросов гальванометра на фотобумагу. Впрочем, последнее совершенно не обязательно, микрофотометр Молля может употребляться в комбинации с любым самописцем. В настоящее время в Советском Союзе стали наиболее употребительными микрофотометры МФ2 и МФ4 фирмы ЛОМО в комбинации с самописцами-потенциометрами, регистрирующими на бумаге изменения фототока. Микрофотометр МФ2, который, вообще говоря, является не саморегистрирующим, имеет подвижную каретку и поэтому к винту подвижки каретки может быть присоединен синхронный мотор, превращающий прибор в некоторое подобие микрофотометра Молля, но с горизонтальной кареткой, что на практике много удобнее.

Схема МФ2 — это классическая схема микрофотометра. Пучок света от лампы-осветителя, питаемой стабильным источником тока, проходит сквозь диафрагму, размеры которой по ширине и высоте точно устанавливаются применительно к измеряемой спектрограмме. Диафрагма проектируется на пластинку и выделяет из нее промеряемый участок. При промерах спектрограмм высота щели не должна выходить за пределы спектра объекта (или той его части, которая характеризуется относительной однородностью, например, центральной части ядра большого солнечного пятна). В противном случае, ввиду нелинейности характеристики, фотометрическое усреднение пропусканий вдоль щели не будет соответствовать средней интенсивности, возникнут большие фотометрические ошибки. Ширина щели определяется эффективным разрешением на спектрограмме. Как правило, ее не следует устанавливать шире, чем щель спектрографа. Если спектрограф «широкощельный», т. е. в нем фокусное расстояние камеры меньше фокусного расстояния коллиматора, то эффективная ширина щели для промеров спектрограмм на микрофотометре должна быть меньше входной щели спектрографа, умноженной на отношение фокусного расстояния камеры к фокусному расстоянию коллиматора. На бесщелевых спектрограммах эффективное разрешение определяется амплитудой атмосферного дрожания изображения звезды, ошибками гидирования и зерном фотоэмульсии, поскольку обычно применяется малая дисперсия. Влияние зерна эмульсии часто оказывается наиболее сильным и поэтому сужение щели при использовании короткофокусных астрографов, когда влияние первых двух причин оказывается незначительным, может привести к резкому увеличению «шумов» на записи пропусканий, т. е. к увеличению флуктуаций фототока, вызванных неоднородностями фотослоя. Поэтому в данном случае выбор оптимальной ширины щели должен производиться в применении к конкретному материалу. Освещение фотоумножителя производится через линзу Фабри. Регистрация фототока производится из усилителя на самописце-потенциометре типа ЭПП или ЭППВ. Лента самописца разделена на 100 делений и нуль-пункт шкалы установлен на темноту. Типичная запись спектра центра солнечного диска около линии  $H_\gamma$  в пропусканиях дана на рис. 249.

Важно иметь в виду, что для большинства самописцев ошибка отметки пера почти не зависит от отброса от темноты и что поэтому при малых про-

пусканиях прибор дает существенно меньшую относительную точность, чем при больших. Это обстоятельство вносит много неудобств при промерах плотных негативов, когда характеристическая кривая, выраженная в плотностях фотометрии нет. Для того чтобы отодвинуть запись от нуля-пункта, нужно увеличить отброс пера. В оптический канал вводятся нейтральные светофильтры. Записи больших пропусканий мы можем производить через светофильтр (и тогда запись поместится на ленте самописца), а при малых пропусканиях светофильтр убирается. Применяя светофильтры, можно увеличить отброс в два и даже в четыре раза. Еще удобнее для такой цели применить логарифмический усилитель (как это сделал В. Н. Карпинский

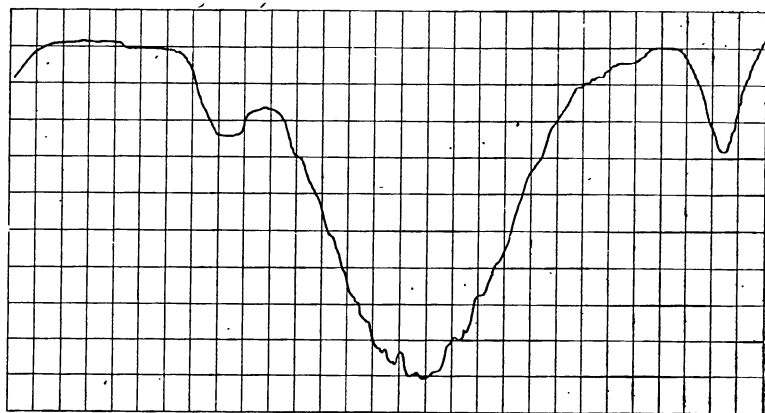


Рис. 249.

в Пулкове в сочетании с МФ2). Тогда отбросы будут получаться в логарифмической шкале и с увеличением пропускания отброс будет логарифмически сокращаться. Следует помнить, что характеристическая кривая в этом случае должна быть получена на том же микрофотометре и при тех же размерах щели.

В последнее время значительное распространение получили так называемые *микрофотометры прямых интенсивностей*. В отличие от крайне несовершенных и неудачных первых моделей, как, например, микрофотометр Вильямса и Хилтнера, новые микрофотометры дают вполне удовлетворительную точность. В них характеристическая кривая вносится в электро-механический канал прибора. Наиболее просто эта задача была решена Л. М. Котляром. Он заменил обычный линейный потенциометр самописца на функциональный. На новом потенциометре (реохорде) распределение напряжений может быть установлено в соответствии с характеристической кривой в координатах: пропускание — интенсивность. Тогда перо самописца уже записывает не пропускания, а интенсивности. Поскольку распределение напряжений устанавливается дискретно, характеристическую кривую приходится разбивать на ряд прямых с различным наклоном, варьируемым в широких пределах. К сожалению, существующие самописцы не рассчитаны на работу в таком режиме и запись в интенсивностях оказывается неустойчивой.

Более совершенным является функциональный преобразователь Б. П. Абрамеевского. Он несколько сложнее преобразователя Котляра, но зато работает вполне устойчиво и обеспечивает точность преобразования в  $\pm 2\%$

от всей шкалы. Запись спектра звезды  $\beta$  Ориона в интенсивностях, выполненная с преобразователем Абражевского, приведена на рис. 250. На нем кружками отмечены точки, полученные путем обычной обработки записи микрофотометра, работающего в пропусканиях. Прибор Абражевского удобен для массовой обработки спектрограмм, когда для многих линий вводится одна и та же характеристическая кривая. Существует много и других схем функциональных преобразователей, удовлетворительно решающих задачу

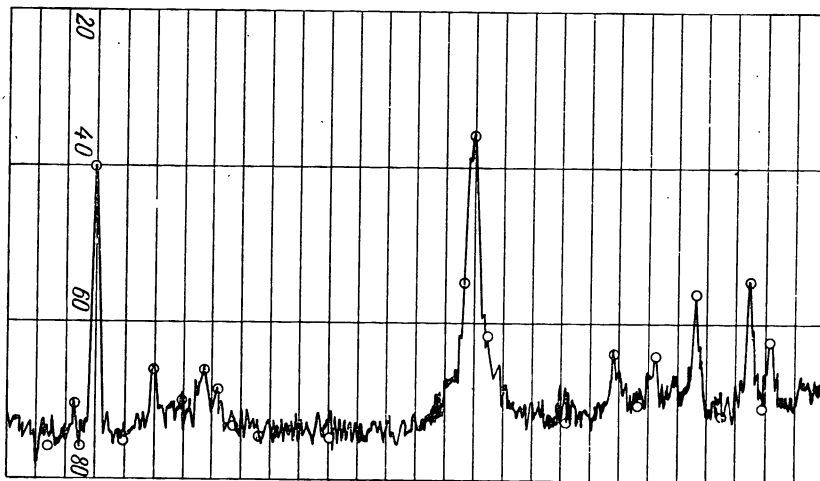


Рис. 250.

перевода пропускания в интенсивности. Но наиболее точно эта задача решается не посредством микрофотометра, а при помощи электронной вычислительной машины (ЭВМ), после того как исследователь получит регистрограмму в отбросах пера самописца (в линейной или логарифмической шкале) и проведет среднюю кривую записи, исключив при этом дефекты спектрограммы и усреднив «шумы». Отбросы от темноты и отбросы на фон, равно как и проинтерполированная на большое число точек характеристическая кривая, вводятся сначала в перфокарты, а затем на ЭВМ. Привлечение ЭВМ оправдано лишь при обработке очень большого материала; только в этом случае оно дает экономию времени.

**§ 169. Фотоэлектрическая спектрофотометрия.** Прямая регистрация интенсивности в солнечном и в звездных спектрах имеет много преимуществ перед фотографией. Не говоря уже о том, что регистрируются непосредственно сами интенсивности, при употреблении фотоумножителей для ярких объектов мы можем получать профили спектральных линий с более высокой точностью, чем точность результатов фотографической спектрофотометрии. Регистрация интенсивности представляет собой сканирование по спектру целью, за которой стоит светоприемник. Процесс наблюдений является получением одномерной информации, поскольку измеряется распределение интенсивностей только по длине волны  $\lambda$ . В случае наблюдений объектов значительной угловой протяженности (Солнце, планеты, туманности) мы регистрируем на спектрограмме спектры разных деталей объекта, оказывающихся на щели спектрографа, и таким образом получаем информацию о распределении спектральных характеристик в объекте в сечении, образованном щелью спектрографа. Здесь мы имеем дело с двумерной информацией

(информация по щели и по  $\lambda$ ), информация же фотоэлектрических спектрофотометров является всегда одномерной и в этом ее существенный недостаток. Нужно иметь в виду также, что за время, необходимое для фотографической регистрации участка спектра между  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , может быть просканировано  $N$  элементов изображения спектра (сканирующей щелью вырезается один элемент). Пусть  $\epsilon_{pe}$  и  $\epsilon_{pd}$  соответственно квантовые выходы фотокатода и фотопластинки. Если  $N$  соответствует интервалу  $\lambda_1 - \lambda_2$ , то фотоэлектрический метод будет более эффективным, чем фотографический, при условии

$$\epsilon_{pe} > N\epsilon_{pd}. \quad (4.162)$$

Это условие не соблюдается, когда интеграл  $\lambda_1 - \lambda_2$  велик, и поэтому фотоэлектрическое сканирование не может пока заменить фотографирования звездных спектров. В то же время, применяя различные физические детекторы (фотоэлементы, фотоумножители, фотосопротивления, термпары и др.), мы можем путем сканирования по спектру исследовать спектральную область, недостижимую для фотопластинки. Так, например, применение фотоумножителей и фотосопротивлений позволяет исследовать инфракрасную область спектра вплоть до 50  $\mu$ . Аналогичная картина наблюдается и в далеком вакуумном ультрафиолете, где фотоэлементы оказываются более эффективными, чем фотоэмиссии. В оптическом диапазоне спектра для целей спектрофотометрии наиболее эффективными являются сурьмяно-цезиевые и мультищелочные фотоумножители. Последние позволяют наблюдать и ближние инфракрасные линии до  $\lambda \approx 9000 \text{ \AA}$ . Требования к светоприемникам в случае спектрофотометрии в общем те же, что и при интегральной фотометрии. Здесь, однако, возникают и некоторые новые понятия, такие, например, как скорость сканирования, которая определяется постоянной времени инструмента. Для того чтобы не снижать эффективное спектральное разрешение, скорость движения, т. е. время, за которое пройдет отдельный элемент изображения, должна определяться в каждом отдельном случае применительно к поставленной задаче. Для многих задач эта скорость равна пятикратной постоянной времени инструмента.

При регистрации спектров звезд одной из главных помех является мерцание. Флуктуации блеска из-за мерцания создают шумы, зачастую сравнимые с линиями поглощения. Для устранения их может быть применен двухканальный спектрофотометр с одним фотоумножителем, установленным на линию, а другим — на соседний участок непрерывного спектра. Электрические сигналы на выходе дадут отношение интенсивности для профиля линии, свободное от мерцания.

Для звезд в настоящее время употребляются почти исключительно спектрофотометры низкой разрешающей силы, предназначенные для измерения непрерывного спектра или интегральных интенсивностей линий. В таких случаях, полоса пропускания (элемент сканирования) варьируется от 1 до 100  $\text{\AA}$ . Входная щель расширяется настолько, чтобы пропустить весь видимый диск звезды (а иногда и более протяженных объектов), т. е. спектрограф работает в бесщелевом режиме. Первые спектрофотометры этого типа были созданы Холлом, а также Койпером, Вилсоном и Кешменом. Вслед за тем весьма универсальные приборы были созданы Коудом, Мак-Рэ, Лиллером и Аллером и др. В Советском Союзе такие спектрофотометры успешно разрабатывались в Крымской астрофизической обсерватории П. П. Добровраиным, В. Б. Никоновым и Н. А. Димовым. В спектрофотометре Димова обеспечивается сканирование 110  $\text{\AA}$  при размере элемента 2,5  $\text{\AA}$ . При движении щели подключается на некоторое время один из 49 конденсаторов. При повторном сканировании каждый конденсатор подзаряжается, пока заряд не достигнет достаточной величины. Каждое сканирование занимает

25 сек. Одно наблюдение содержит до 15 сканирований, затем накопленные заряды регистрируются, конденсаторы разряжаются. Интересные многоканальные спектрофотометры были сконструированы в Кембридже. Они хорошо зарекомендовали себя при наблюдениях даже в ночи с плохой экстинкцией.

При употреблении спектрофотометров высокой разрешающей силы особое внимание уделяется устранению атмосферных помех: дрожания изображения и флуктуации экстинкции. Первая причина особенно существенна при сканировании звездных спектров, когда входная щель уже колеблющегося изображения звезды. Вторая причина имеет значение, когда производятся высокоточные измерения интенсивности спектра в течение сравнительно долгих промежутков времени. Для борьбы с ней применяются разные способы. Один способ заключается в применении двух приемников: одного для сканирования спектров, а другого в качестве контрольного, принимающего излучение от объекта в фиксированном спектральном интервале. Сигналы от двух приемников дают на выходе отношение интенсивностей. В другой схеме контрольный сигнал используется для регулировки коэффициентов усиления фотоумножителей, чтобы обеспечить постоянство контрольного сигнала. Предлагались и другие способы стабилизации записи.

Одним из лучших приборов для записи солнечного спектра с высоким разрешением при практически полном исключении рассеянного света в спектрографе является спектрофотометр двойной дифракции В. Н. Карпинского. Этот прибор описан в главе XXX.

**§ 170. Профили и эквивалентные ширины спектральных линий.** Получив в какой-либо шкале интенсивностей (в общем случае с произвольно выбранным нуль-пунктом) зависимость между интенсивностью и длиной волны, астроном должен приступить к нахождению характеристик, определяющих физическое состояние светила. Такой характеристикой прежде всего является непрерывный спектр. От него, как от основного уровня записи, который принимается за единицу, должны отсчитываться интенсивности абсорбционных и эмиссионных линий звездных спектров. При исследовании Солнца для линий поглощения солнечного спектра за основной уровень берется непрерывный спектр на спектрограмме исследуемого образования, а для эмиссионных линий короны, хромосферы, протуберанцев и вспышек — непрерывный спектр центра солнечного диска, распределение энергии в котором известно в абсолютных единицах.

Проблема проведения уровня непрерывного спектра является одной из труднейших проблем спектрофотометрии. Ее трудность обусловлена двумя причинами: 1) взаимным перекрытием (блендированием) спектральных линий и 2) недостаточным разрешением спектрографа, в результате чего узкие линии размываются и начинают сливаться друг с другом (оптическое блендирование). Особенно важное значение имеет первая причина, потому что она неустранима. Она действует в спектрах звезд всех спектральных классов. Для звезд спектральных классов О и В, в спектрах которых линии водорода еще не достигают максимальной ширины, ее действие минимально. Блендирование водородных линий начинается только с  $H_\epsilon$  или даже с более высоких членов серии Бальмера. Остальные линии хотя и широки, но не могут помешать провести уровень непрерывного спектра на участке от 4000 до 7000 Å. Нескольку хуже обстоит дело в области бальмеровского скачка, где крылья бальмеровских линий сливаются, что уменьшает наблюдаемый скачок. Для звезд спектрального класса А, у которых из-за эффекта Штарка бальмеровские линии очень широки и интенсивны, блендирование их начинается с линии  $H_\delta$  и даже  $H_\gamma$  и для участка спектра с длиной волны  $\lambda < 4400$  Å непрерывный спектр нужно проводить с учетом крыльев бальмеровских



линий. Для звезд спектральных классов F и G (до K0) основную роль играет блендирование линий нейтральных и ионизованных металлов; их особенно много при  $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ . Не является «чистой» и желто-красная область спектра: в ней появляется огромное число очень слабых трудно разрешаемых (из-за малого контраста) линий молекулярных полос. Тем не менее детальный анализ солнечного спектра позволил выбрать в нем ряд участков, почти свободных от эффекта блендирования. Такая работа впервые была выполнена Пласскеттом, поэтому выбранные им «чистые» участки часто называют точками Пласскетта. Они могут быть использованы и при анализе звездных спектров. В любом случае, однако, следует считаться с фактом, что уровень непрерывного спектра для спектров звезд F и G не может быть проведен с точностью большей, чем до 1—2%.

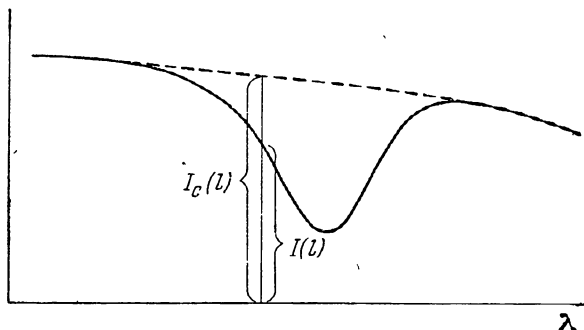


Рис. 251.

Звезды спектральных классов K и M чистого непрерывного спектра вовсе не имеют. Их спектр весь представляет собой сплошное переналожение линий атомов и молекулярных полос. Однако даже и там можно с возможной ошибкой порядка 10—20% установить участки в области  $4000 \leq \lambda \leq 7000 \text{ \AA}$ , которые для очень грубых оценок температуры можно принять за участки непрерывного спектра.

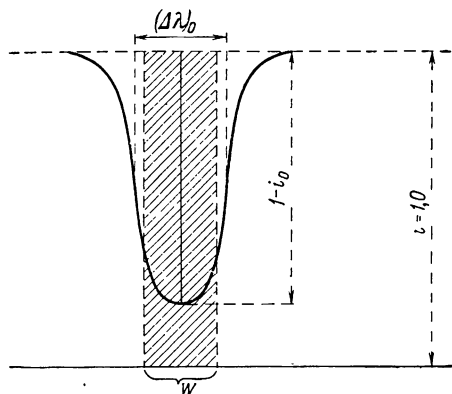


Рис. 252.

Над линиями поглощения интенсивность непрерывного спектра приходится получать путем интерполяции (часто еще в шкале почернений). На рис. 251 схематически изображен профиль линии поглощения в произвольных единицах интенсивности. Проведя уровень непрерывного спектра над линией (прерывистая линия), мы отсчитываем на заданных расстояниях  $l$  от центра линии ординаты, соответствующие интенсивности непрерывного спектра  $I_c(l)$  и интенсивности в данном участке линии  $I(l)$ . Деля  $I$  на  $I_c$ , мы получим величины  $i = I(l) / I_c(l)$ , представляющие интенсивности про-

филя линии в долях интенсивности непрерывного спектра. Величина  $1 - i(l) = s(l)$  называется *глубиной* в профиле линии;  $i(l)$  часто называют *остаточной интенсивностью*, а  $i(0)$  — *центральной интенсивностью* линии. Расстояние  $(\Delta\lambda)_0$  между точками профиля, соответствующими  $i=0,5$ , называется *полушириной* линии (рис. 252). Величину

$$w = \int_{-\infty}^{+\infty} s(l) dl \quad (4.163)$$

принято называть *эквивалентной шириной* линии. Она равна площади, за-

ключенной между профилем линии и уровнем непрерывного спектра, или площади некоторого прямоугольника, равной  $w$ , с высотой, равной единице (на рис. 252 он заштрихован). Ширина прямоугольника в ангстремах и есть эквивалентная ширина линии поглощения. Ошибки в проведении непрерывного спектра имеют очень большое значение при определении эквивалентных ширин, так как небольшая ошибка в самом широком месте профиля линии может сильно изменить  $w$ . Так, ошибки уровня непрерывного спектра порядка 5% могут привести к ошибкам в  $w$ , достигающим до 50%. Поэтому

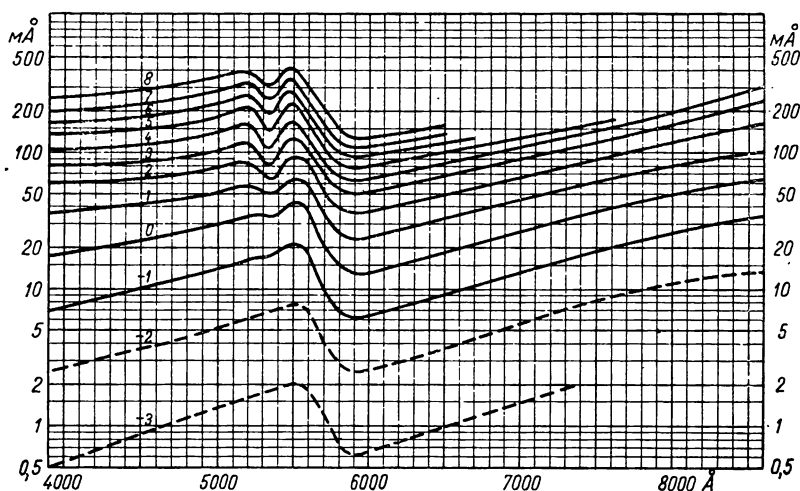


Рис. 253.

даже при самых точных спектрофотометрических измерениях мы часто допускаем ошибки в  $w$  порядка 15—20%. Очевидно также, что ошибка в величине  $s(0)$  почти не сказывается на  $w$ .

Все сказанное о профилях линии поглощения может быть перенесено и на эмиссионные линии, если и в этом случае за единицу интенсивности выбирается интенсивность непрерывного спектра. Для чисто эмиссионного спектра мы относим интенсивности линии к непрерывному спектру сравнения. Для Солнца таким спектром служит непрерывный спектр центра диска, а для газовых туманностей — спектр звезды с известным распределением энергии в континууме.

Иногда, если не требуется большой точности в определениях  $w$ , можно прибегать к визуальным оценкам этих величин на спектрограмме. Так как фотографический эффект, производимый спектральной линией на прямоугольном участке характеристической кривой, в грубом приближении пропорционален логарифму интенсивности, то наши визуальные оценки будут давать  $w$  в логарифмической шкале. Для того чтобы калибровать эту шкалу, достаточно определить обычным путем  $w$  для нескольких линий в данном участке спектра. Получив одновременно их глазомерные оценки, можно построить график зависимости визуальных оценок от истинных логарифмов  $w$  и пользоваться этим графиком для перевода визуальных оценок в  $w$ . Очевидно, что такую калибровку нужно делать в разных участках спектра, так как на визуальных оценках сказывается изменение чувствительности фотоэмульсии с длиной волны. Еще в первые годы нашего века Роуланд произвел оценку интенсивностей (эквивалентных ширин) фраунгоферовых линий в некоторой произвольной глазомерной шкале. В 1934 г. Мульдерс

выполнил калибровку роуландовских оценок и построил диаграмму связи между этими оценками и эквивалентными ширинами линий поглощения для различных участков солнечного спектра (рис. 253). Когда нужно грубое сравнение интенсивностей отдельных линий фраунгоферова спектра, еще и теперь пользуются роуландовскими оценками.

Для проведения непрерывного спектра существует простой и изящный метод, предложенный Миннартом. Этот метод успешно применялся в Пулкове (О. А. Мельников и др.) с некоторым изменением для водородных линий. Для высших членов бальмеровской серии, расширенных эффектом Штарка, интенсивность в крыльях линии можно представить формулой

$$i(l) \approx \frac{1}{1 + \frac{c}{\lambda^{2,5}}}. \quad (4.164)$$

Величины  $I(l)$  будем считать непосредственно измеренными по профилю линии. Пусть истинная интенсивность непрерывного спектра равна  $I_c + ml$ . Малую величину  $m$  можно определить из сравнения обоих крыльев линии, если считать линию симметричной. Чаще всего можно просто полагать  $m = 0$ . Запишем исходные уравнения в виде

$$\frac{I(l)}{I_c + ml} = \frac{1}{1 + \frac{c}{l^{2,5}}}. \quad (4.165)$$

или

$$I(l) - ml = I_c - c \frac{I(l)}{l^{2,5}}. \quad (4.166)$$

Если нанести  $I(l) - ml$  как функцию  $I(l)/l^{2,5}$  на график, то при достаточно малых  $I(l)/l^{2,5}$  (крылья линии) должна получиться прямая, пересечение которой с осью ординат даст истинную интенсивность  $I_c$  над данной линией. Оригинальный метод Миннарта был предложен для линий Н и К ионизованного кальция; для них в уравнениях (4.165) и (4.166) вместо  $l^{2,5}$  нужно поставить  $l^2$ , так как крылья этих линий, равно как и других линий металлов, образованы эффектом затухания излучения.

**§ 171. Инструментальный профиль.** Наблюдаемый профиль линии, полученный при помощи спектрографа, всегда искажен дифракцией, дефектами оптики, влиянием ширины щели и атмосферным дрожанием их изображений (бесщелевые спектры). Даже если бы мы имели дело с идеальным спектрографом, а сама линия была бы бесконечно тонкой, то вследствие конечной ширины щели и дифракции ее наблюдаемый профиль был бы профилем конечной ширины. Профиль, полученный от бесконечно тонкой линии, называют *инструментальным профилем*. Обозначая через  $x$  расстояние от центра инструментального профиля (обычно выражаемое в м Å), мы можем представить этот профиль в виде некоторой функции  $A(x)$ , которую часто (в более общем смысле) называют аппаратной функцией.

Чтобы изучить инструментальный профиль данного спектрографа, мы можем сфотографировать на спектрографе или промерить на специальном фотоэлектрическом сканирующем фотометре спектр криптоновой трубки. Истинная ширина линий криптона очень мала (она заключена в пределах 6—8 м Å) и их можно считать бесконечно тонкими. Профиль их является гауссовым. Еще лучше для данной щели применить шариковые безэлектродные лампы, которые дают еще более узкие профили линий. Также вполне пригодны аргоновые и неоновые трубки, но при построении  $A(x)$  ширину линий аргона и неона уже приходится учитывать. Ширина этих линий

известна из интерферометрических измерений. В видимом участке спектра для ярких линий неона она варьируется от  $18 \text{ м Å}$  до  $22 \text{ м Å}$ . Неоновые трубки весьма удобны в употреблении и поэтому их можно рекомендовать в тех случаях, когда не требуется высокая точность в определении  $A(x)$ . Здесь уместно отметить, что ошибки построения и учета  $A(x)$  при анализе профилей звездных или солнечных спектральных линий таковы, что ошибки, вызванные неточностью учета ширины линий неона, на практике не имеют никакого значения даже при точных спектрофотометрических исследованиях. Следует также отметить, что для определения инструментального про-

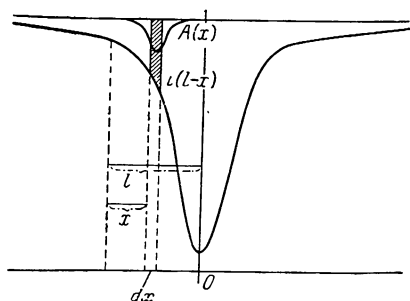


Рис. 254.

филя можно воспользоваться узкими теллурическими линиями молекулярного кислорода (полоса В). Они впервые были успешно использованы Алленом. Так как интенсивность и профили этих линий зависят от воздушной массы, спектрограммы Солнца с этими линиями нужно получать при разной высоте Солнца. Несмотря на кажущуюся простоту и надежность способа, на практике он дает несколько худшие результаты, чем при использовании эмиссионных трубок. Особенно плохо в этом случае определяются слабые протяженные крылья инструментального профиля, так как их приходится

выявлять на фоне яркого (и далеко не очень чистого) солнечного спектра.

Инструментальное расширение линии вызывается тем, что каждая бесконечно тонкая полоска истинного профиля представляется в виде инструментального профиля, а интенсивность в любом избранном участке наблюдаемого профиля произойдет от наложения крыльев всех таких элементарных инструментальных профилей. Рассмотрим профиль линии поглощения (рис. 254). Обозначим расстояние какой-либо точки наблюдаемого профиля от середины линии через  $l$ , а расстояние от этой точки до какой-либо из элементарных полосок через  $x$ . Так мы получим долю интенсивности, перенесенную инструментальным эффектом с расстояния  $x$  в эту точку:  $i(l-x) A(x) dx$ , где  $i(l-x)$  — истинный профиль линии. Проинтегрировав все элементарные приращения интенсивности, мы получим наблюдаемую интенсивность в точке  $l$ :

$$\left. \begin{aligned} i_n(l) &= \int_{-\infty}^{+\infty} i(l-x) A(x) dx; \\ s_n(l) &= \int_{-\infty}^{+\infty} s(l-x) A(x) dx; \\ \int_{-\infty}^{+\infty} A(x) dx &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (4.167)$$

Такое уравнение часто называют сверткой функций  $i$  и  $A$ . Для нахождения функции  $i(l)$  интегральное уравнение (4.167) может быть решено или путем разложения входящих в него функций по полиномам Эрмита или путем последовательных приближений. На практике очень часто инструментальный профиль можно представить так называемой функцией Фойгта, которая очень похожа на функцию профиля большей части фраунгоферовых линий. Она также имеет ядро (в грубом приближении представляемое гауссианой)

и крылья, похожие на крылья линий, вызванные затуханием излучения. Функция Фойгта задается уравнением свертки

$$V(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x-y) f_2(y) dy, \quad (4.168)$$

где

$$f_1(y) = \frac{1}{\pi} \frac{\beta_1}{\beta_1^2 + y^2}, \quad (4.169)$$

$$f_2(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \beta_2} e^{-\left(\frac{y}{\beta_2}\right)^2}; \quad (4.170)$$

$f_1$  и  $f_2$  нормированы к единице, т. е.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_1(y) dy = 1; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f_2(y) dy = 1; \quad (4.171)$$

отсюда следует, что и

$$\int_{-\infty}^{+\infty} V(x) dx = 1. \quad (4.172)$$

Пусть мы имеем две функции Фойгта  $V_1$  с параметрами  $\beta_{1,1}$ ,  $\beta_{2,1}$  и  $V_2$  с параметрами  $\beta_{1,2}$ ,  $\beta_{2,2}$ . Образум из них свертку следующего вида:

$$V_3(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} V_1(x-y) V_2(y) dy. \quad (4.173)$$

Пользуясь соотношениями анализа Фурье, можно доказать следующую теорему:

Свертка двух функций Фойгта  $V_1$  и  $V_2$  является функцией Фойгта с параметрами

$$\beta_{1,3} = \beta_{1,1} + \beta_{1,2}, \quad \beta_{2,3}^2 = \beta_{2,1}^2 + \beta_{2,2}^2.$$

Эта теорема имеет непосредственное отношение к уравнению (4.167). Здесь функцию Фойгта  $V_1$  мы можем заменить на  $s(l-x)$ , а функцию  $A(x)$  функцией  $V_2$ .

Далее мы опишем прием исправления профилей линий за инструментальный профиль, примененный ван де Хулстом и Реесинком. Для того чтобы использовать полученные соотношения на практике, целесообразно выбрать центральную ординату  $s$  профиля Фойгта за единицу. Тогда площадь  $S$  профиля уже будет величиной, отличной от единицы. Примем также за единицу полуширину линии  $h$ , т. е. разделим ширину профиля на любой ординате на  $h$ . Тогда можно построить таблицу (табл. L), в которой ширина профиля на заданных ординатах (выраженных в долях центральной ординаты) будет однозначным образом связана с  $\beta_1$  и  $\beta_2$  и с параметром

$$p = \frac{S}{hc}. \quad (4.174)$$

Поскольку операция свертки  $s$  с функцией  $A$  не меняет площади профиля и эквивалентная ширина линии остается неизменной, профиль  $s_n(l)$  будет всецело (как функция Фойгта) определяться (при  $s=1$ ) параметрами  $\beta_{1,3}$  и  $\beta_{2,3}$ . Если эти параметры найдены, то решена и задача исправления профиля.

ТАБЛИЦА L

| Параметры                 |                           |                     |      | Ординаты в долях центральной ординаты |      |      |      |      |      |
|---------------------------|---------------------------|---------------------|------|---------------------------------------|------|------|------|------|------|
| $\frac{\beta_1}{h}$       | $\frac{\beta_1}{\beta_2}$ | $\frac{\beta_2}{h}$ | $p$  | 0,8                                   | 0,2  | 0,1  | 0,05 | 0,02 | 0,01 |
| Ширина в долях полуширины |                           |                     |      |                                       |      |      |      |      |      |
| 0,000                     | 0 00                      | 0,60                | 1,06 | 0,57                                  | 1,52 | 1,82 | 2,08 | 2,38 | 2,58 |
| 0,025                     | 0,04                      | 0,59                | 1,08 | 0,56                                  | 1,53 | 1,84 | 2,12 | 2,49 | 2,82 |
| 0,050                     | 0,09                      | 0,57                | 1,11 | 0,56                                  | 1,54 | 1,87 | 2,19 | 2,63 | 3,13 |
| 0,075                     | 0,14                      | 0,55                | 1,13 | 0,56                                  | 1,56 | 1,90 | 2,25 | 2,79 | 3,56 |
| 0,100                     | 0,19                      | 0,54                | 1,16 | 0,56                                  | 1,57 | 1,94 | 2,34 | 3,00 | 4,08 |
| 0,125                     | 0,24                      | 0,52                | 1,18 | 0,56                                  | 1,59 | 1,98 | 2,42 | 3,24 | 4,58 |
| 0,150                     | 0,30                      | 0,50                | 1,20 | 0,55                                  | 1,60 | 2,02 | 2,54 | 3,52 | 5,05 |
| 0,175                     | 0,36                      | 0,48                | 1,23 | 0,55                                  | 1,62 | 2,06 | 2,64 | 3,80 | 5,50 |
| 0,200                     | 0,43                      | 0,46                | 1,25 | 0,55                                  | 1,64 | 2,10 | 2,75 | 4,14 | 5,96 |
| 0,225                     | 0,51                      | 0,44                | 1,28 | 0,54                                  | 1,66 | 2,15 | 2,87 | 4,44 | 6,40 |
| 0,250                     | 0,59                      | 0,42                | 1,30 | 0,54                                  | 1,68 | 2,19 | 2,98 | 4,73 | 6,78 |
| 0,275                     | 0,69                      | 0,40                | 1,33 | 0,53                                  | 1,71 | 2,24 | 3,12 | 5,03 | 7,15 |
| 0,300                     | 0,79                      | 0,38                | 1,35 | 0,53                                  | 1,74 | 2,29 | 3,26 | 5,32 | 7,52 |
| 0,325                     | 0,92                      | 0,35                | 1,38 | 0,53                                  | 1,77 | 2,34 | 3,39 | 5,57 | 7,86 |
| 0,350                     | 1,07                      | 0,33                | 1,40 | 0,52                                  | 1,81 | 2,40 | 3,54 | 5,83 | 8,21 |
| 0,375                     | 1,26                      | 0,30                | 1,43 | 0,52                                  | 1,85 | 2,46 | 3,70 | 6,07 | 8,55 |
| 0,400                     | 1,50                      | 0,27                | 1,45 | 0,52                                  | 1,88 | 2,54 | 3,85 | 6,30 | 8,86 |
| 0,425                     | 1,83                      | 0,23                | 1,48 | 0,51                                  | 1,92 | 2,64 | 4,00 | 6,55 | 9,18 |
| 0,450                     | 2,38                      | 0,19                | 1,51 | 0,51                                  | 1,96 | 2,74 | 4,13 | 6,76 | 9,50 |
| 0,475                     | 3,54                      | 0,13                | 1,54 | 0,51                                  | 1,98 | 2,87 | 4,25 | 6,92 | 9,77 |
| 0,500                     | $\infty$                  | 0,00                | 1,57 | 0,50                                  | 2,00 | 3,00 | 4,36 | 7,00 | 9,95 |

Фиксируем на профиле две точки с ординатами 0,5 и 0,1. Эти две точки и определяют  $\beta_1$  и  $\beta_2$  любого фойгтовского профиля. Прежде чем начать исправление контура  $s_n(l)$ , мы найдем определяющие его величины  $\beta_{1,n}$  и  $\beta_{2,n}$ , измерив на нем  $h$  и  $h_{0,1}$  (ширина при ординате, равной 0,1). Разделив  $h_{0,1}$  на  $h$ , мы получим табличное значение  $h_{0,1}$ . По нему мы находим  $\beta_{1,n}/\beta_{2,n}$ ,  $\beta_{1,n}/h$  и  $\beta_{2,n}/h$  и  $p_n$ , а следовательно, и сами  $\beta_{1,n}$  и  $\beta_{2,n}$ . Такую же операцию мы произведем и с профилем  $A(x)$  и найдем  $\beta_{1,A}/\beta_{2,A}$ ,  $\beta_{1,A}/h$  и  $\beta_{2,A}/h$ . Параметр  $p_{2,A}$  не нужно определять. Величины  $\beta_1$  и  $\beta_2$  для исправленного профиля, очевидно, могут быть вычислены по формулам

$$\beta_1 = \beta_{1,n} - \beta_{1,A}, \quad (4.175)$$

$$\beta_2 = \beta_{2,n} - \beta_{2,A}. \quad (4.176)$$

Зная эти величины и вновь входя в табл. L, мы по  $\beta_1/\beta_0$  найдем  $\beta_1/h$  и  $\beta_2/h$ , а из них  $h$  и  $p$  исправленного профиля. Поскольку центральная ордината с профиля линии обратно пропорциональна  $ph$ , то ордината  $s_n$  исправленного профиля будет ниже ординаты  $s_n$  наблюдаемого профиля. При желании, используя остальные значения ширины фойгтовских профилей (при ординатах от 0,8 до 0,01), можно проверить степень приближения профилей  $i_n$  и  $A$  к фойгтовским профилям, и несколько варьируя  $h$  и  $h_{0,1}$ , добиться лучшего их совпадения. Однако, так как сама эта операция не может претендовать на высокую точность из-за приближенного решения задачи, вряд ли какое-либо усложнение вычислений в данном случае может улучшить конечный результат.

Следует особо иметь в виду большую опасность, которую представляют слабые протяженные крылья инструментального профиля. Так как интенсивность в них выражается не более чем десятками долями процента, то об их существовании наблюдатель часто и не догадывается. Во всяком случае подавляющее большинство графиков функции  $A(x)$ , которые приводятся в специальных статьях и монографиях, получено с ошибками порядка 1% и более от центральной ординаты. Такая точность достаточна,

когда заранее известно, что профиль  $A(x)$  является фойгтовским или гауссовским, но при этом совершенно невозможно выявить далекие крылья. Между тем эти крылья, как показывает исследование В. Н. Карпинского, могут быть еще заметными на расстоянии нескольких десятых ангстрема от центра линии, круто приближаясь к нулю на больших расстояниях. В таком случае  $A(x)$  лучше представлять суммой двух фойгтовских профилей, один из которых соответствует очень слабому, но протяженному профилю, ответственному за далекие крылья. Для этого профиля можно считать параметр  $\beta_1$  малым, а  $\beta_2$  будет большим. Малой будет и центральная ордината  $c$ . Введение второй функции Фойгта в  $A(x)$  осложняет вычисления, но является необходимым, так как в противном случае не только центральные интенсивности линий поглощения, но и эквивалентные ширины могут остаться неисправленными, поскольку при наличии неучтенных крыльев условие нормировки для  $A(x)$  фактически не соблюдается. Решение такой задачи дано Эльсте; к сожалению, вычисления оказываются громоздкими.

Для того чтобы оценить влияние далеких крыльев  $A(x)$  на профиль линии в том случае, когда они не представляются одним и тем же фойгтовским профилем, что и центральная часть  $A(x)$  (в случае, исследованном В. Н. Карпинским, представление является удовлетворительным), мы можем произвести следующую простую операцию в духе методики Бресуэлла. Представим себе, что на больших расстояниях от центра профиля  $A(x)$  имеет место избыточная интенсивность  $\Delta A$  по сравнению с профилем Фойгта. Эквивалентная ширина этого избытка будет равна

$$\Delta w = \int_{x_1}^{+\infty} \Delta A dx - \int_{-\infty}^{-x_2} \Delta A dx,$$

где  $x_1$  и  $x_2$  — пределы, с которых начинается расхождение профилей. Влияние величины  $\Delta w$  на профиль глубокой фрейнгоферовой линии будет заключаться в том, что при перераспределении по частотам в грубом приближении, на величину  $\Delta w$  (поскольку интенсивность непрерывного фона равна единице, а интенсивность в центре линии мала) должна уменьшиться за счет поднятия центральной интенсивности эквивалентная ширина линии. В качестве примера рассмотрим такой случай. Пусть избыточные крылья заметны в интервалах по  $0,3 \text{ \AA}$  в обе стороны от линии (начиная с расстояний в  $0,1 \text{ \AA} = |x_1| = |x_2|$ ), при средней интенсивности  $\Delta A$  в  $0,3\%$ . Тогда  $\Delta w = 1,8 \cdot 10^{-3}$  в ангстремах. Если полуширина фрейнгоферовой линии  $0,1 \text{ \AA}$  и уменьшение  $s(l)$  сосредоточено в области  $s > 0,5 s$ , то мы получим, что в среднем  $s(l)$  в этой области из-за влияния крыльев будет после исправления за фойгтовский профиль  $A(x)$  недооценена на  $\frac{1,8 \times 10^{-3}}{0,1} = 1,8\%$ . Это верхний предел оценки.

Метод исправления профилей линий при помощи функции Фойгта не только не может претендовать на большую точность из-за отклонения  $A(x)$  от функции Фойгта, но и неприменим в тех случаях, когда требуется исправить значительную группу линий, частично блендирующихся друг с другом, при произвольной форме  $A(x)$ . В таких случаях удобен метод, позволяющий выполнить все операции на электронно-вычислительной машине. Метод был разработан независимо друг от друга де Ягером и Э. А. Гуртовенко. Принципиальные основы метода были еще в 1932 г. предложены ван Ситтертом. Задача решается путем последовательных приближений. Если в уравнении (4.167) мы заменим  $s(l-x)$  на  $s_n(l-x)$ , то, очевидно, мы еще более «размажем» профиль линии. Правильное решение будет «по другую сторону» этого «пятна». Обозначим функцию этого размазанного

профиля через

$$g_1(l) = \int_{-a}^b s_n(l-x) A(x) dx. \quad (4.177)$$

Интегрирование ведется в пределах, на которых подынтегральная функция с заданной степенью точности обращается в нуль. Примем, что первое приближение  $s_1$  функции  $s(l)$  на столько же отстоит от  $s_n(l)$ , на сколько от  $s_n(l)$  отстоит функция  $g_1(l)$ . Тогда

$$s_1(l) = s_n(l) - [g_1(l) - s_n(l)] = 2s_n(l) - g_1(l). \quad (4.178)$$

Подставляя  $s_1(l)$  в (4.177), получим

$$g_2(l) = \int_{-a}^b s_1(l-x) A(x) dx, \quad (4.179)$$

$$s_2(l) = s_1(l) + s_n(l) - g_2(l). \quad (4.180)$$

В общем виде  $n$ -е приближение имеет такой вид:

$$g_n(l) = \int_{-a}^b s_{n-1}(l-x) A(x) dx, \quad (4.181)$$

$$s_n(l) = s_{n-1}(l) + s_n(l) - g_n(l). \quad (4.182)$$

На практике двух приближений бывает достаточно. Вычисление представляет собой простое суммирование на ЭВМ, выполняемое по правилу трапеций или по правилу Симпсона. Применив этот метод к одной из наиболее узких фFraунгоферовых линий с длиной волны  $\lambda = 5379,58 \text{ \AA}$  (Fe), наблюдавшейся в Пулковке при помощи фотоэлектрического монохроматора двойной дифракции Б. Бабием и В. Н. Карпинским, Э. А. Гуртовенко достиг весьма хорошей точности в исправлении наблюденного профиля (до десятой доли процента). Здесь имел место довольно трудный случай, так как инструментальный профиль обладал очень протяженными слабыми крыльями. Простой и в некоторых случаях практичный графический метод учета инструментального профиля был предложен также Бресуэллом.

Особенно просто производится исправление эмиссионных линий (солнечная хромосфера, протуберанцы, узкие эмиссионные линии в звездных спектрах). В этом случае вполне достаточно считать профили линий гауссианами. В тех случаях, когда истинные профили сильно отличаются от гауссианы, они бывают столь широкими, что для них учет инструментального профиля производить не нужно. Допустим, что

$$i(l) = i_0 e^{-\left|\frac{l}{a}\right|^2}, \quad (4.183)$$

а

$$A(x) = \frac{1}{b\sqrt{\pi}} e^{-\left|\frac{x}{b}\right|^2}. \quad (4.184)$$

Здесь в случае солнечных образований  $i(l)$  также отнесено к непрерывному спектру центра солнечного диска и представляет собой интенсивность линии. Тогда

$$i_n(l) = i_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{l-x}{a}\right)^2} \frac{1}{b\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{x}{b}\right)^2} dx = \frac{i_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2}} e^{-\frac{l^2}{a^2 + b^2}}. \quad (4.185)$$



Как мы видим, результирующий профиль является гауссианой с центральной интенсивностью, уменьшающейся с ростом отношения  $b/a$ . При  $b/a \approx \approx 1/4$  высота линии уменьшится всего на 3%. Вместе с тем увеличивается ширина линии. Полуширина линии  $(\Delta\lambda)_0$  вычисляется из соотношения

$$\frac{1}{2} i_0 = i_0 e^{-\left[\frac{(\Delta\lambda)_0}{2a}\right]^2},$$

откуда

$$(\Delta\lambda)_0 = 2a \sqrt{\ln 2} = 1,66a. \quad (4.186)$$

Для профиля  $i_n(l)$  получаем:

$$[(\Delta\lambda)_0]_n = 1,66 \sqrt{a^2 + b^2} = 1,66a \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2}. \quad (4.187)$$

Как мы видим, при  $b/a \leq 1/4$  учет инструментального профиля производить нет надобности. Не следует производить эту операцию и при  $b/a > 4$ , так как в этом случае профиль линии является чисто инструментальным и возможные отклонения от него лежат в пределах ошибок редукции.

**§ 172. Источники ошибок спектрофотометрии.** Одной из важнейших ошибок спектрофотометрии является ошибка в проведении уровня непрерывного спектра, о которой говорилось в § 170. При фотометрии звездных спектров ее удается несколько уменьшить путем сравнительной фотометрии изучаемой звезды и нескольких звезд сравнения, у которых проведение непрерывного спектра сделано достаточно корректно. Очевидно, что фотографирование (или электрофотометрирование) спектров этих звезд должно производиться при сходных условиях и должна быть учтена экстинкция в каждой длине волны. В таком случае интенсивности спектральных линий и все распределение энергии в спектре изучаемой звезды должно определяться по отношению к непрерывному спектру звезды сравнения. Поскольку интенсивности в спектрах звезд сравнения заранее бывают определены в одной шкале, то не представляет затруднений привести наблюдения всех звезд сравнения к одной звезде и взять среднее из определений распределения энергии, получив уточненное его выражение для одной звезды. Этот прием оказывается более или менее эффективным для звезд поздних спектральных классов, особенно для звезд с эмиссионными линиями, для которых интенсивности линий или  $s(l)$  мы можем определить в устойчивой условной шкале и тем самым получить возможность следить за их изменениями с течением времени.

Ошибка непрерывного спектра является объективной ошибкой, связанной только с физическими свойствами изучаемого объекта и разрешающей силой спектрографа. Несколько иной характер имеют ошибки, возникающие вследствие появления в спектрографе рассеянного света. Главным источником рассеянного света, попадающего на приемник света, является коллиматорное зеркало. Рассеянный свет, возникающий от отражающего слоя и пылинок на зеркале или в результате действия пылинок и неоднородностей объектива (мелкие пузырьки, царапины), даже если он мал (составляет десятки или сотые доли процента), может ввиду слабости монохроматического света, вызванной дисперсией, доходить до 10% и более по отношению к монохроматическому свету. Поэтому автоколлимационные спектрографы и спектрометры, вообще говоря, не пригодны для целей точной фотометрии. В приборах другого типа (например, в случае схемы Эберта—Фасти) объектив или зеркало коллиматора могут быть отгорожены от приемной части прибора специальной диафрагмой. Это позволяет резко

уменьшить влияние рассеянного света на спектр. Однако полностью его устранить не удастся, если речь не идет о двойном монохроматоре (такими приборами, например, является спектрометр двойной дифракции В. Н. Карпинского). Остаточный рассеянный свет по интенсивности составляет обычно не более 1% интенсивности непрерывного спектра. Здесь следует иметь в виду уже то обстоятельство, что этот остаточный рассеянный свет может создаваться спектрами более высоких порядков, попадающими на стенки спектрографа, и рассеянием света на дифракционной решетке и зеркалах (или объективах) камер. Поэтому он может быть не белым и меняться в функции от длины волны.

Самым простым способом определения величины интенсивности рассеянного света является экранирование середины щели спектрографа узкой полоской черной бумаги или специальной шпирмочкой: при экспонировании источника с непрерывным спектром (Солнце, лампа) почернение в центре спектрограммы будет образовано инструментальным рассеянным светом. Для того чтобы привязать это почернение к спектру, нужно получить еще одну спектрограмму с той же выдержкой через нейтральный светофильтр с известным поглощением. Желательно, чтобы пропускание фильтра составляло не более 2%. В таком случае почернение спектра и рассеянного света будут близкими и разность логарифмов их интенсивностей будет легко определить по характеристической кривой. Интенсивность рассеянного света по отношению к непрерывному спектру обозначим через  $\Delta$ . Поскольку рассеянный свет суммируется со светом основного пучка, наблюдаемое значение  $i'$  в линии будет равно

$$i' = \frac{i + \Delta}{1 + \Delta} = i(1 - \Delta) + \Delta. \quad (4.188)$$

Увеличение  $\Delta$  приведет к росту  $i'$ . Так, если  $i=6\%$ , а  $\Delta=1\%$ , то  $i'$  будет равным 7%.

Аналогичную роль в дифракционном спектрографе играют «дұхи» решетки. Они создают своеобразный рассеянный свет в направлении дисперсии. Для того чтобы оценить интенсивность дұхов, можно или измерить их непосредственно в спектре газоразрядного источника (удобна неоновая лампа) при помощи специального простого фотоэлектрического устройства, или измерить их по спектрограмме того же источника. Влияние «дұхов» на эмиссионные спектры ничтожно мало, практически оно сводится только к некоторому замыванию, т. е. росту  $i(l)$ , линий поглощения. Поскольку «дұхи» на спектрограмме с фраунгоферовым спектром образуют непрерывный фон, их можно рассматривать как дополнительный рассеянный свет и учитывать по формуле (4.188). Здесь под  $\Delta$  уже следует понимать процентное отношение суммарной интенсивности «дұхов» к интенсивности эмиссионной линии спектра лабораторного источника, по которому исследовались дұхи.

**§ 173. Спектрофотометрические градиенты и температуры.** Поскольку распределение энергии в непрерывном спектре связано с температурой поверхности звезды, сделав предположение о том, что звезда является черным телом, мы можем по распределению энергии в ее непрерывном спектре определить «чернотельную» температуру звезды. Такую температуру принято называть спектрофотометрической температурой. В целях уменьшения числа оптических блэнд, которые становятся очень многочисленными уже в спектрах звезд спектральных классов F и G, для фотометрии непрерывного спектра нужно применять инструменты с возможно большей дисперсией (объективные призмы с большим углом преломления, бесщелевые спектрографы с большой дисперсией). Так как разрешающая сила спектрографа при бесщелевой спектрофотометрии никогда полностью не используется, то здесь будет иг-

рать роль только дисперсия. Эффективное разрешение будет определяться дисперсией и качеством звездных изображений (инструментальных + атмосферных). Гораздо лучшее разрешение и наименьшее число оптических бленд получается при употреблении щелевых спектрографов. Однако невозможность одновременного получения спектрограмм исследуемых звезд и звезд сравнения, а также и невозможность получения массового материала, обычно сводят на нет преимущества щелевых спектрографов. Вот почему в этой области спектрофотометрии широкоугольные астрографы (линзовые, менисковые, системы Шмидта и др.) с объективными призмами наиболее употребительны. Оптимальная обратная дисперсия на спектрограммах составляет  $150 \text{ \AA/мм}$  у линии  $H_\gamma$ . При такой дисперсии участки непрерывного спектра протяженностью  $3 \div 5 \text{ \AA}$  еще заметны в виде узких более плотных полосок, иногда имеющих вид эмиссионных линий. Для выбора этих мест на спектрограммах крайне желательно получение щелевых спектрограмм, исследуемых или похожих на них по характеру спектра звезд с меньшей обратной дисперсией порядка  $10 \text{ \AA/мм}$  у  $H_\gamma$ .

Задачей исследования является получение распределения энергии в спектре исследуемой звезды по отношению к объекту или звезде сравнения. Обозначим интенсивность непрерывного спектра исследуемой звезды через  $I_1(1/\lambda)$ , а интенсивность спектра звезды сравнения через  $I_0(1/\lambda)$ . Из наблюдений следует, что для большинства звезд в интервале длин волны от 4000 до 5000  $\text{\AA}$  функция  $\ln \frac{I_1(1/\lambda)}{I_0(1/\lambda)}$  на графике в зависимости от  $1/\lambda$  представляется прямой. На участке от 5000 до 6000  $\text{\AA}$  эта функция обычно также представляется прямой, но часто с несколько иным наклоном. Для статистических целей считают удобным вместо таблиц функции  $\frac{I_1(1/\lambda)}{I_0(1/\lambda)}$  давать одно число, а именно  $g$  — угловой коэффициент упомянутой прямой, который называют *относительным спектрофотометрическим градиентом*. Итак,

$$g = - \frac{d \ln \frac{I_1(1/\lambda)}{I_0(1/\lambda)}}{d(1/\lambda)} = 0,922 \frac{d \Delta m(1/\lambda)}{d(1/\lambda)}, \quad (4.189)$$

где  $\Delta m(1/\lambda)$  представляет собой разность звездных величин, соответствующую

$$\ln I_1(1/\lambda) - \ln I_0(1/\lambda),$$

т. е.

$$\Delta m(1/\lambda) = m_1(1/\lambda) - m_0(1/\lambda). \quad (4.190)$$

Из определения относительного спектрофотометрического градиента следует, что две системы градиентов, в основу которых положены две разные звезды сравнения (или *опорные звезды*), различаются между собой лишь на постоянное слагаемое, равное градиенту одной звезды сравнения относительно другой.

Условно примем, что распределение энергии в спектре звезды в заданном интервале  $1/\lambda$  представляется формулой Планка:

$$I(1/\lambda) = c_1 (1/\lambda)^5 [e^{c_2/\lambda T} - 1]^{-1}, \quad (4.191)$$

где  $T$  — температура излучения абсолютно черного тела. Согласно нашему определению  $T$  является спектрофотометрической температурой звезды. В первом приближении  $T$  представляет собой действительную температуру внешних слоев звезды, хотя в силу разных причин, из которых главными являются специфическая форма зависимости коэффициента ослабления света от длины волны и межзвездное поглощение света, спектрофотометрическая температура на несколько тысяч градусов может отличаться от температуры поверхности



Очевидно, что константу  $g_a$  можно также отыскивать по этой таблице, если известно  $T_0$ .

Градиенты  $g$  обычно определяются по отношению к системе звезд, для которых спектрофотометрическая температура определена путем сравнения с Солнцем или лабораторными источниками. Интересный метод привязки опорных звезд к условной «звезде с бесконечно большой температурой» предложен и успешно применен на практике О. А. Мельниковым и Н. Ф. Купревичем. Первоначально это предложение в общей форме исходило от Г. А. Тихова. «Звезда с бесконечно большой температурой» — это звезда класса А0 или А1, которая наблюдалась через специально подобранный светофильтр, после чего ее спектрофотометрическая температура оказывалась около 150 000°. В этом случае, как видно из табл. LI, градиент оказывается очень близким к градиенту звезды с  $T = \infty$ .

Таким образом,  $g_0$  оказывается известным, а по формуле (4. 195) находится и  $g_a$ . Затем  $T$  для звезды находится опять из табл. LI. Таким методом О. А. Мельников и Н. Ф. Купревич нашли  $T = 16\,000^\circ$  для семи звезд класса А0 и А1 для участка по  $1/\lambda$  от 2,3 до 2,6 (в  $\text{мк}^{-1}$ ). Это значение хорошо сходится с более ранней привязкой звезд класса А0 к Солнцу, выполненной О. А. Мельниковым.

Система опорных звезд должна удовлетворять следующим требованиям:

1) звезды спектральных классов от А до F должны быть по возможности равномерно разбросаны по небу;

2) чтобы избежать эффекта межзвездного ослабления света, приводящего к покраснению звезд, при отборе звезд нужно избегать малых галактических широт (это условие несколько противоречит первому условию) и отбирать наиболее яркие и близкие к нам звезды;

3) при отборе звезд следует избегать звезд с аномальным распределением энергии в спектре (звезды типа Р Лебеда, «красные» Ве звезды и др.) и

4) опорные звезды не должны быть переменными, спектрально-двойными или тесными визуально-двойными, компоненты которых близки по звездной величине (по ряду других соображений, о которых не может идти речь в данной книге, следует избегать двойных звезд).

Наиболее полная система опорных звезд в результате многолетних тщательных исследований была создана гринвичскими астрономами. Работы этого рода были выполнены также в Геттингене и в Париже.

Следует отметить, что большая трудоемкая работа по определению  $g$  при массовых спектрофотометрических исследованиях, когда сама методика исследования не позволяет переходить к слабым звездам, далеко не всегда себя оправдывает. Поэтому большинство астрономов в настоящее время используют для анализа больших звездных систем фотометрические цветовые эквиваленты, которые вполне удовлетворительно (если отвлечься от эффекта ослабления света в линиях поглощения) характеризует собой распределение энергии в спектре звезды (система  $UBV$ ).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абражеский Б. П., Изв. КрАО 34, 332, 1965.
2. Гуртовенко Э. А., АЖ 43, 659, 1966.
3. Димов Н. А., АЖ 37, 464, 1960.
4. Добронравин П. П., Никонов В. Б., Изв. КрАО 13, 32, 1955.
5. Карпинский В. Н., Изв. ГАО, № 178, 1965.
6. Котляр Л. М., АЖ 37, 888, 1960.
7. Крат В. А., Бюлл. АОЗ, № 15, 1938.
8. Курс астрофизики и звездной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, т. I, Гостехиздат, 1951, глава XXVIII.
9. Мельников О. А., АЖ 35, 218, 1958.

10. Мельников О. А., Купревич Н. Ф., Жукова Л. Н., АЖ 36, 585, 1959.
11. Методы астрономии, под ред. В. Хилтнера «Мир», 1967, гл. 13.
12. Унзольд А., Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949.
13. Allen C. W., M. N. 100, 10, 1939.
14. Bracewell R. N., JOSA 45, 875, 1955.
15. Burger N. C., Cittert P. H. van, Zs. Phys. 79, 722, 1932; 81, 428, 1933.
16. Dyson F., Observations of Colour Temperatures of Stars Made at the Royal Observatory Greenwich, London, 1932.
17. Dyson F., Spencer-Jones H., Observation of Colour Temperatures of Stars, London, 1952.
18. Elste G., Zs. Ap. 33, 39, 1953.
19. Hulst H. C. van de, Reesink J. J. M., ApJ 106, 21, 1947.
20. Jager C. de, BAN 18, 306, 1966.
21. Jensen H. von, AN 248, 217, 1933.
22. Plaskett H. H., Publ. Dom. Ap. Obs. Victoria 2, 242, 1922.

ГЛАВА XXIX

СОЛНЕЧНЫЕ ТЕЛЕСКОПЫ

§ 174. Условия наблюдений Солнца. Специфика наблюдений Солнца состоит в том, что Солнце, будучи мощным источником излучения, позволяет применить для исследования спектральные приборы высокой разрешающей силы и дисперсии, широко использовать фотоэлектронную технику для регистрации малых лучевых скоростей и магнитного поля и проводить много наблюдений, невозможных в применении к другим небесным светилам. В то же время наблюдения испытывают сильное влияние нагревания земной атмосферы, почвы, помещения для инструмента и, наконец, самого инструмента. Это обстоятельство приводит к образованию на пути лучей многочисленных и разнообразных воздушных линз с различной плотностью (а следовательно, и коэффициентом преломления), фронт световых волн деформируется и разрешающая сила инструмента резко снижается. Эффективно дело обстоит так, как если бы на объективе или зеркале, строящем изображение, возникали различные переменные аберрации, которые в данном случае по своему характеру ближе всего к сферической аберрации и астигматизму. Однако такое положение дел может наблюдаться только в том случае, если на объектив попадает много «дефектов» волнового фронта, иными словами, когда атмосферные неоднородности, которые их порождают, настолько мелки, что в сечении пучка света, падающего на объектив, их содержится не меньше десятка.

Дело обстоит иначе, когда атмосферные неоднородности по размерам такие же, как объектив, или больше. В этом случае возникающие в пучке неоднородности, кроме аберраций, вызывают еще и наклон лучей, строящих изображение. Если эти неоднородности будут двигаться на пути луча, то в результате каждая точка изображения будет более или менее правильно вибрировать. Будет наблюдаться то, что называется *дрожанием изображения*. Такие дрожания хорошо заметны, когда апертура объектива не превышает 20 см. Еще лучше их можно наблюдать при апертуре в 10 см. По-видимому, размеры атмосферных неоднородностей имеют порядок 10—50 см. Если такие неоднородности проходят в непосредственной близости от инструмента, то изображение диска Солнца колеблется почти как целое (при этом может наблюдаться и переменная дисторсия). Если же неоднородности движутся на высоте одного или нескольких километров, то они проектируются на разные части видимого диска<sup>1</sup> Солнца, и размеры дрожания элементов (в угловой мере) на диске будут иметь порядок нескольких секунд и десятков секунд дуги. На краю диска появится характерная «пила».

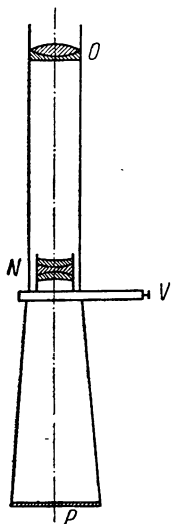
Частота дрожания обычно составляет несколько герц. Дрожания высокой частоты (десятки и сотни герц), как правило, имеют меньшую амплитуду и наблюдателю представляются просто в виде размазывания изображения. Поскольку это размазывание определяется движением атмосферных неоднородностей, оно не изотропно в плоскости изображения. Существует некоторое направление наибольшего размазывания. Поэтому очень часто мелкие солнечные детали, резко разрешающиеся в одном направлении, на диске оказыва-

ются замытыми в направлении, перпендикулярном к данному. Такой же эффект создается и ориентацией неоднородностей, имеющих продолговатую форму. Тогда он заметен вне зависимости от размеров объектива.

Особое внимание при солнечных наблюдениях должно уделяться конструкции павильона солнечного телескопа. Температура в нем должна быть по возможности ближе к температуре окружающего павильон воздуха, в противном случае около входа основного светового пучка в павильон создадутся воздушные «линзы» и «клинья», которые будут портить изображение Солнца еще больше, чем атмосферные неоднородности. Ввиду того, что в солнечных телескопах обычно употребляется зеркальная оптика, в прежние времена (когда зеркала изготовлялись преимущественно из крона) нагрев зеркал солнечными лучами вносил искажения в оптику. Быстро изменялись фокусные расстояния, появлялась существенная кривизна у плоских зеркал, приводившая при отражениях под большими углами к сильному астигматизму. Уже в начале 20-х годов нашего века, когда стали применяться зеркала из пирекса, все это в сильной степени было устранено и сохранило свое значение главным образом для высокогорных обсерваторий, где поток солнечной радиации значительно выше, чем на уровне моря. В последнее время крупные зеркала стали изготовляться из ситаллов с нулевым коэффициентом расширения вблизи заданной температуры. При изменении температуры в пределах  $\pm 20^\circ$  коэффициент расширения еще остается очень малым (на порядок меньше, чем у пирекса), и ситалловые зеркала могут считаться не подверженными температурной деформации, хотя и для них наблюдается изменение фокусных расстояний при достаточно длительном и интенсивном прогреве.

**§ 175. Фотогелиографы. Фотогелиографическая служба Солнца.** Наиболее распространенным, дешевым, но и в то же время позволяющим получать довольно хорошие фотографии Солнца телескопом является *фотогелиограф*.

Главной частью его (рис. 255) является телеобъектив, который состоит из фотографического объектива  $O$  и сложной отрицательной линзы  $N$ . Телеобъектив строит изображение в кассетной части  $P$ ;  $V$  — щелевой штормый затвор. Если обозначить через  $f_1$  и  $f_2$  — фокусные расстояния объектива  $O$  и линзы  $N$  соответственно, а через  $l$  — их взаимное расстояние, то тогда эквивалентное фокусное расстояние  $F$  телеобъектива и общая длина трубы  $a$  от  $O$  до  $P$  представляются следующими формулами:



$$F = -\frac{f_1 f_2}{l - f_1 - f_2}, \quad (5.1)$$

$$a = F - \frac{l(f_1 - l)}{l - f_1 - f_2}. \quad (5.2)$$

Легко подобрать  $f_1$ ,  $f_2$  и  $l$  такими, чтобы при диаметре изображения Солнца 80 мм длина трубы была менее 2 м. Ввиду малых выдержек фотогелиограф не требует хорошей экваториальной установки. Диаметр объектива  $O$  обычно составляет 10 см. При хорошем качестве оптики и хороших атмосферных условиях такой объектив дает разрешение около  $1''$ — $1'',5$ , что позволяет в общих чертах изучать тонкую структуру фотосферы (грануляция, факелы, пятна). Чтобы ослабить световой поток внутри трубы фотогелиографа и тем уменьшить прогрев трубы, который создает внутри нее портящие изображение конвекционные токи, иногда покрывают объектив тонким полупрозрачным отражающим слоем (алюминирование или другое покрытие).

Рис. 255.



Наличие фотогелиографов на многих обсерваториях позволяет решать основную задачу службы Солнца — систематическое фотографирование солнечной фотосферы. При этом существенным является определение координат отдельных образований (главным образом пятен) на поверхности Солнца. Положение деталей на поверхности Солнца определяется двумя сферическими координатами: *гелиографической широтой*  $\varphi$  и *гелиографической долготой*  $\lambda$  (рис. 256). Гелиографической широтой данной точки называется ее угловое расстояние от солнечного экватора, гелиографической долготой — угол между условно принятым начальным меридианом и меридианом, проходящим через данную точку. Ориентировка системы координат определяется постоянными, для которых принимаются по международному соглашению значения, найденные Керрингтоном: наклон солнечного экватора к эклиптике  $7^{\circ}15'$ ; долгота восходящего узла, т. е. соответствующей точки пересечения эклиптики с солнечным экватором,  $73^{\circ}40' + 0,014 \times (T - 1850)$ , где второй член учитывает прецессию для даты  $T$  (в годах). Время сидерического оборота Солнца вокруг оси принято равным 25,380 суток; прохождение начального меридиана через восходящий узел в средний гринвичский полдень 1 января 1854 г. Поскольку период вращения Солнца есть функция от  $\varphi$ , то понятие начального меридиана является условным.

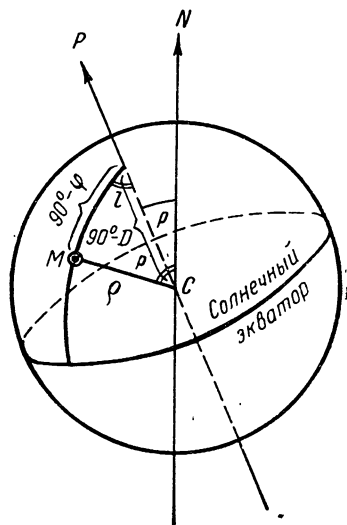


Рис. 256.

Для получения гелиографических координат мы сначала измеряем на снимках полярные координаты деталей, определяющие их видимое положение на диске Солнца:  $r$  — расстояние детали от центра диска на снимке и  $\rho$  — угол положения (позиционный угол) детали, отсчитываемый от точки севера через восток. С этой целью мы должны по возможности точно знать на снимке положение суточной параллели, что достигается совмещением с суточной параллелью специальной нити, устанавливаемой перед кассетной частью. Для этого останавливают часовой механизм и поворачивают рамку с нитью так, чтобы видимая траектория какого-нибудь резко очерченного пятна совпала с направлением нити. Когда на диске нет подходящих пятен (что иногда случается в годы минимума солнечной активности), установку нити можно делать по верхнему или по нижнему краю солнечного диска. В этом случае добиваются того, чтобы край диска при суточном движении все время касался нити. Чтобы изображение нити на снимке не мешало измерениям координат деталей, которые могут оказаться под нитью, иногда нить (или штрих на стеклянной пластинке) перед фотографированием убирают, а в кассетной части остаются только два коротких острия или штриха, определяющие своим положением суточную параллель. На снимке измеряется также радиус солнечного диска  $R$ .

Пусть  $\rho'$  — угловое расстояние детали от видимого центра диска,  $R'$  — угловой радиус Солнца (по данным Астрономического Ежегодника) и  $\rho$  — угол с вершиной в центре Солнца, образуемый направлениями на Землю и на измеряемую деталь. Для определения  $\rho$  имеем два уравнения:

$$\delta' = \frac{r}{R} R', \quad (5.3)$$

$$\sin(\rho + \rho') = \frac{r}{R}. \quad (5.4)$$

Введем также обозначения:  $D$  — гелиографическая широта Земли (или наклонение оси вращения Солнца),  $L$  — долгота Земли в принятой системе Керрингтона,  $P$  — угол положения северного конца оси вращения Солнца (отсчитывается от точки севера  $N$  через восток, изменяется в пределах  $\pm 26^\circ,5$ ),  $p$  — угол положения детали  $M$ ,  $l$  — долгота детали от центрального меридиана, проходящего через видимый центр солнечного диска (считается положительной к западу от меридиана). Величины  $D$ ,  $P$  и  $L$  даются в астрономических ежегодниках. Из сферического треугольника, имеющего вершины в полюсе Солнца, в детали и в конце радиуса Солнца, направленного к Земле, найдем:

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi &= \cos p \sin D + \sin p \cos D \cos (p - P), \\ \cos \varphi \sin l &= -\sin p \sin (p - P), \\ \cos \varphi \cos l &= \cos p \cos D - \sin p \sin D \cos (p - P). \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

По формулам (5.5) вычисляются  $\varphi$  и  $l$ . Они обычно и используются для построения карт активности на данный день. Долготу  $\lambda$  в системе Керрингтона получаем из формулы

$$\lambda = L + l. \quad (5.6)$$

Из-за эффекта проекции вблизи края солнечного диска мы не можем более или менее точно определить  $l$ , широта же получается при  $p=90^\circ$  из формулы

$$\sin \varphi = \cos D \cos (p - P). \quad (5.7)$$

Этой формулой пользуются, когда ищут распределение протуберанцев или деталей солнечной короны по наблюдениям за краем диска. Для приближенного определения  $\varphi$  и  $l$  (с точностью до  $\pm 0,^\circ5$ ) существуют специальные таблицы, координатные сетки и номограммы.

**§ 176. Целостаты и сидеростаты.** Целостатная установка солнечного телескопа состоит из целостата и вспомогательного плоского зеркала. Ее задача послать пучок световых лучей от Солнца в заданном неизменном направлении, несмотря на суточное движение Солнца. Плоское зеркало целостата вращается вокруг полярной оси, лежащей в его плоскости. Вращение происходит со скоростью одного оборота за 48 часов среднего солнечного времени. Это условие определяется законом отражения лучей от плоского зеркала. Действительно, если  $t$ ,  $t'$  и  $t''$  — часовые углы падающего луча, нормали к зеркалу и отраженного луча (их пересечения с небесной сферой), то должно быть

$$t - t' = t' - t'' = \frac{1}{2}(t - t''). \quad (5.8)$$

Согласно соотношению (5.8) перемещение нормали к зеркалу на  $\Delta t$  вызовет удвоенное смещение отраженного луча. Далее, пусть  $\delta$  — склонение Солнца, а  $\delta''$  — склонение отраженного луча. Поскольку нормаль к зеркалу целостата лежит в плоскости экватора, для нее всегда

$$\delta' = 0.$$

Очевидно, что

$$\delta = -\delta'', \quad (5.9)$$

т. е. для момента, когда склонение Солнца равно  $\delta$ , отраженный луч лежит на малом круге, соответствующем склонению  $-\delta$ .

Устанавливая целостат, мы должны добиться того, чтобы соблюдались следующие условия: 1) ось вращения зеркала совпадает с направлением на полюс мира и 2) нормаль к зеркалу перпендикулярна к оси вращения. Оче-

видно, что в зависимости от характера инструмента степень точности соблюдения этих условий может быть разной. Во всех случаях ошибка в установке порядка  $\pm 1'$  явится несущественной. Очень часто мирятся и с несколько большими ошибками. Ошибки установки приводят к медленному «сползанию» луча с его постоянного направления.

При некоторых значениях склонения  $\delta$  возможно горизонтальное расположение луча, отраженного от целостатного зеркала. В этом случае азимут  $a_0$  и часовой угол  $t_0$  отраженного луча определяется формулами

$$\cos a_0 = \sin \delta \sec \varphi; \quad \cos t_0 = \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \varphi, \quad (5.10)$$

где  $\varphi$  — географическая широта места,

$$\delta \leq 90^\circ - \varphi. \quad (5.11)$$

Наиболее простым, удобным и весьма точным способом юстировки (установки) целостата является метод Н. Г. Пономарева, впоследствии несколько модернизированный рядом астрономов на практике. В этом способе используется теодолит, на трубе которого перед объективом натягивается крест нитей. Для этой цели могут быть использованы обычные нитки. Для установки оси целостата в меридиане теодолит устанавливают в первом вертикале, проходящем примерно через центр зеркала целостата. Очевидно, что должна быть выполнена предварительная геодезическая разбивка меридиана и первого вертикала на местности и в павильоне. Установив теодолит горизонтально, вращают зеркало целостата до тех пор, пока отраженное в нем изображение теодолита не попадет в поле зрения последнего. Затем, сдвигая ось целостата (точнее, верхнюю часть прибора с осью и подшипниками) в горизонтальной плоскости, добиваются совпадения изображения креста нитей перед объективом теодолита с крестом нитей в фокальной плоскости теодолита. Далее, чтобы установить ось целостата по широте, т. е. чтобы направить ее по оси мира, нужно взять тот же теодолит и поставить его над зеркалом целостата в плоскости меридиана, наклонив трубу вниз на угол  $90^\circ - \varphi$ . Изменяя наклон верхней части подставки целостата посредством специальных винтов, мы приводим опять изображение креста нитей перед объективом теодолита в совпадение с крестом нитей в теодолите. После того как выполнены обе операции, целостат считается установленным. При употреблении одномоментного теодолита ошибка установки не превышает  $1'$ .

Поскольку горизонтальный луч целостата меняет свой азимут с изменением  $\delta$ , и это же правильно и для наклонных лучей, то в солнечных телескопах, кроме целостата, для послылки лучей на зеркало, строящее изображение Солнца, необходимо и второе, плоское зеркало. Для удобства маневрирования целостат в телескопах горизонтального типа устанавливают на тележку, которую можно передвигать по рельсам в направлении первого вертикала. Второе плоское зеркало на штативе, также вмонтированном в специальную тележку, можно передвигать в плоскости меридиана. Его центр должен всегда находиться на рабочей (оптической) оси телескопа (термин *оптическая ось* здесь не вполне уместен, так как осью телескопа мы называем постоянное направление от центра второго плоского зеркала к центру зеркала, строящего изображения; ось телескопа всегда лежит в меридиане). Чем меньше склонение Солнца, тем выше идет отраженный целостатом луч, и для его перехвата приходится второе плоское зеркало придвигать как можно ближе к целостату. Наоборот, при положении Солнца, близком к точке летнего солнцестояния, это зеркало нужно дальше откатывать от целостата. Целостат устанавливается таким образом, чтобы угол между падающим и отраженным лучом был наименьшим. Кроме того, при малых высотах Солнца при ряде положений целостата возможно затенение целостата вторым плоским зеркалом. Это

обстоятельство обычно заставляет ставить целостат зимой со стороны Солнца (утром с восточной, а после полудня с западной стороны).

На рисунке 257 дан общий вид целостатной установки горизонтального солнечного телескопа в Пулкове. Конструкция этого целостата была разработана Н. Г. Пономаревым. Зеркало целостата из пирекса имеет рабочий диаметр 500 мм. Важной особенностью целостата является сектор, сидящий на полярной оси инструмента. Он связан стальной лентой с барабаном, укрепленным на оси червячного колеса, причем передаточное число пары «барабан—сектор» равно 1 : 16. Поэтому все ошибки червячной пары, и в том числе

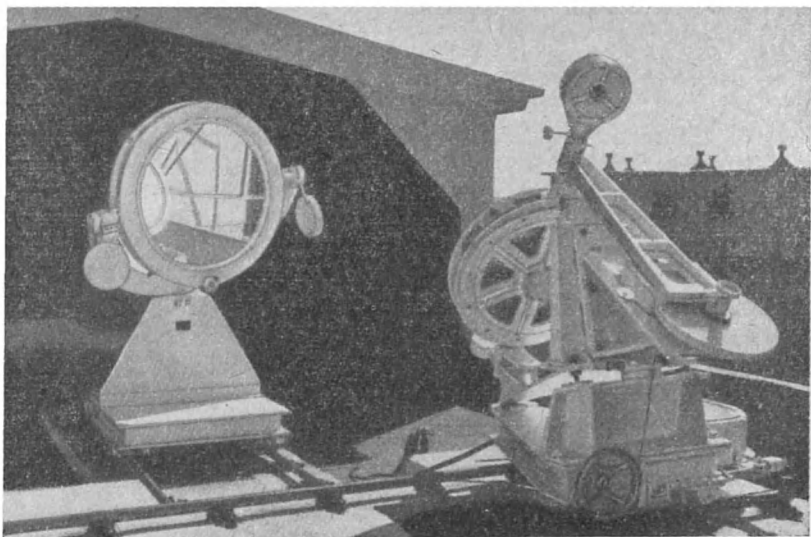


Рис. 257.

периодическая ошибка, при передаче на зеркало уменьшаются в 16 раз. Практически вращение зеркала целостата Пономарева может считаться совершенно равномерным. Длина ленты рассчитана на два часа работы. По прошествии этого времени сектор нужно отключить и перевести в начальное положение. В конструкции целостатной установки для зеркал впервые применена так называемая статически определенная оправа. В ней для наиболее полной разгрузки и исключения деформаций зеркало ложится на восемь подушек, качающихся на четырех рычагах. Рычаги подвешены на четырех винтах, проходящих сквозь стенки оправы, и могут смещаться в радиальном направлении, позволяя давать любой зазор между подушками и зеркалом.

В целостатных установках башенных солнечных телескопов, от которых требуется направить неподвижный пучок лучей вниз, обычно имеет подвижку вверх и вниз (по наклонной плоскости) и в первом вертикале только целостат. Передвижения вверх и вниз второго плоского зеркала практикуются реже. Часовой механизм целостата солнечного телескопа обычно представляет собой синхронный мотор с соответствующей системой передач. Частота на мотор может подаваться непосредственно из сети переменного тока. Если эта частота неустойчива, можно использовать кварцевый генератор или же через соответствующий усилитель связать мотор с точными часами. В экспедиционных условиях с успехом может применяться гиревой часовой механизм с секундным контролем от хронометра.

Чрезвычайно интересным механизмом, аналогичным целостату, является *сидеростат*. В нем зеркало вращается вокруг полярной оси, но его плоскость уже не параллельна ей. Зеркало может поворачиваться вокруг оси склонений и закрепляться в произвольном положении по отношению к полярной оси. При наведении на Солнце нормаль к зеркалу лежит на часовом круге Солнца, а пучок лучей от Солнца отбрасывается вдоль полярной оси на зеркало, строящее изображение. При суточном движении Солнца его изображение не имеет

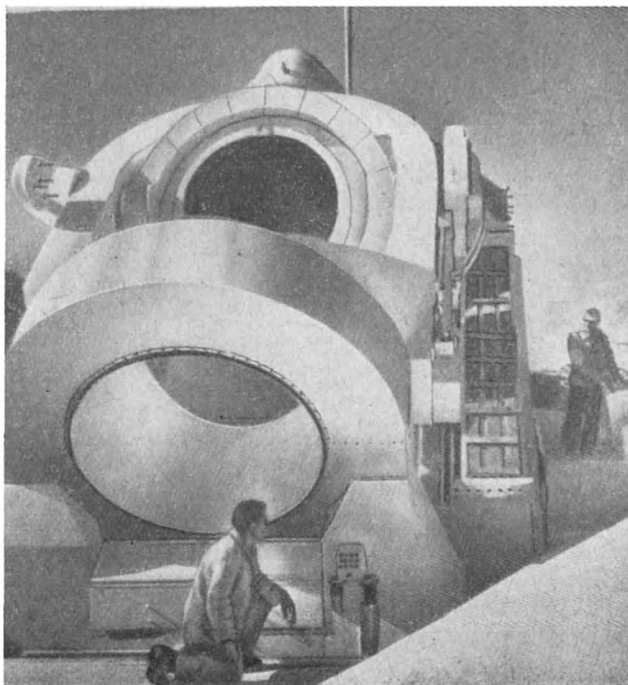


Рис. 258.

поступательного движения, но медленно вращается вокруг некоторой точки, соответствующей пересечению продолжения оси мира после отражения лучей от зеркала, строящего изображение, с плоскостью изображения. Исторически сидеростаты предшествовали целостатам. Целостат не дает вращения изображения и поэтому он, вообще говоря, удобнее сидеростата. Кроме того, наклонный ход лучей от сидеростата вызывает много неудобств при конструировании павильона телескопа и не способствует созданию наилучшего качества изображения. Тем не менее, когда нужно работать с зеркалами диаметром в 2 м и более, применяя сидеростат, мы можем обойтись без второго плоского зеркала, что весьма существенно упрощает конструкцию телескопа и делает его более дешевым. Именно по этой причине самый большой в мире солнечный телескоп на обсерватории Китт Пик в США работает с сидеростатом. Общий вид этого сидеростата дан на рис. 258.

**§ 177. Солнечные телескопы.** От целостатной установки параллельный пучок солнечных лучей поступает на объектив или зеркало, строящее изображение Солнца. Здесь следует иметь в виду, что пучок солнечных лучей является параллельным только от одной точки солнечного диска. От диска в целом идет система параллельных пучков, расходящихся в общем на величину углового диаметра Солнца. Для того чтобы на зеркале, строящем изображение,

боковые пучки не виньетировались (виньетирование даст инструментальное ослабление света к краям изображения), нужно, чтобы диаметр зеркала был настолько велик, чтобы вся система расходящихся пучков помещалась на его поверхности, или, наоборот, достаточно мал, чтобы пучки от краев солнечного диска, проходя через разные части зеркал целостатной установки, были одинаковыми по сечению. Основное назначение солнечных телескопов — это работа со спектральными приборами, когда отсутствие виньетирования обязательно лишь для участка диска диаметром всего в несколько минут дуги. Даже если зеркало, строящее изображение, удалено от второго, плоского зеркала на 25 м, диаметр его может быть всего на 8—10 см меньше диаметра свободного отверстия обоих зеркал целостатной установки. Все же, так как зеркала целостатной установки при некоторых значениях склонения и азимута Солнца могут давать пучки, имеющие в сечении форму эллипсов с большим эксцентриситетом, когда малая полуось эллипса становится существенно меньше диаметра второго плоского зеркала, избежать виньетирования исследуемого поля удается далеко не всегда.

В настоящее время солнечные телескопы бывают трех типов: 1) *горизонтальные*, 2) *башенные* и 2) *полярные*. Горизонтальные телескопы весьма распространены ввиду их сравнительной дешевизны и простоты конструкции. В них пучок света от целостатной установки идет горизонтально на длиннофокусное параболическое зеркало или линзовый объектив. Из линзовых объективов только апохроматы позволяют в одном фокусе исследовать широкую область спектра. Правда, для большинства солнечных телескопов исследуемый участок спектра редко превышает 100 Å и, казалось бы, можно употреблять более простые объективы, например двухлинзовые. Однако такие объективы могут быть исправлены за хроматическую аберрацию только для одной какой-нибудь области спектра (например, для фотографической области), что резко ограничивает возможности исследователя. Кроме того, следует иметь в виду и то, что хорошие объективы, которые могут по разрешающей способности конкурировать с зеркалами, при большой апертуре, встречаются крайне редко. В комбинации же с целостатной установкой преимущества линзового объектива (отсутствие инструментальной поляризации и др.) перед зеркалом теряются. Поэтому в новых инструментах линзовые объективы употребляются только в специализированных небольших телескопах, таких как спектрогелиоскопы и спектрогелиографы. Иногда такой специализированный прибор встраивается в солнечный телескоп и для него пучок света целостатной установки перехватывается вспомогательным зеркалом.

Когда изображение Солнца строится зеркалом (будем называть его главным зеркалом), то отраженный от него пучок света приходится несколько отводить в сторону от пучка, идущего от целостатной установки. Так как такое отведение даже при относительно отверстии зеркала 1 : 30 или 1 : 40 нельзя делать далеко (иначе резко увеличится кома и астигматизм), то, как правило, вводится дополнительно вспомогательное зеркало, которое ставится под углом 45° к пучку недалеко от фокуса. Оно «ломает» пучок под углом в 90° и отводит изображение на прибор, который ставится перпендикулярно к оси телескопа. Однако такая установка совсем не обязательна: вспомогательное зеркало, которое в данном случае часто называют *диагональным*, может отбрасывать изображение под любым углом к оси телескопа, что позволяет установить вокруг него целый веер приемной аппаратуры.

Павильон солнечного телескопа одновременно служит его «трубой» и поэтому к нему предъявляются особые требования. Основным требованием является быстрое выравнивание температуры внутри павильона с температурой наружного воздуха. Если такое выравнивание не достигается, то между целостатной установкой и главным зеркалом возникнут конвективные токи воздуха, создадутся движущиеся оптические клинья, которые резко ухуд-

шают качество изображения. Положение может быть существенно улучшено, если внутреннее помещение телескопа изолировать от внешней среды. Это можно сделать, установив плоскопараллельную стеклянную пластинку в окне, через которое свет от целостатной установки идет на главное зеркало. Тогда внутри павильона температура выравнивается и упомянутые оптические клинья исчезнут. Следует, однако, иметь в виду и то обстоятельство, что внутри павильона находятся массивные металлические части, каменные или железобетонные конструкции, теплоемкость которых так велика, что при изменении температуры в павильоне конвективные токи все же возникают. Из-за этого выгодно поддерживать температуру в павильоне хотя бы в течение суток на некотором постоянном среднем уровне, чему может способствовать кондиционирование воздуха в павильоне. В любом случае нужно добиваться

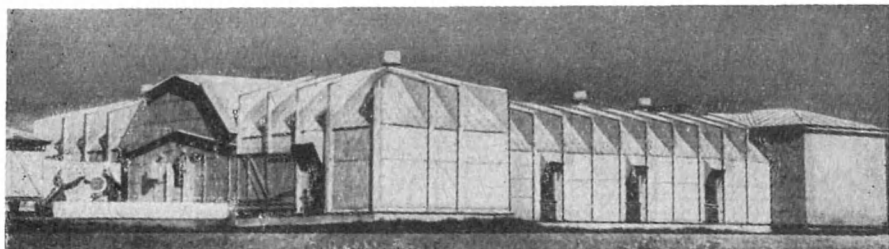


Рис. 259.

того, чтобы температура в павильоне не повышалась от дневного солнечного нагрева. Это достигается как специальной теплоизоляцией в стенках и крыше павильона, так и формой самого павильона. В качестве примера можно указать на ребристую крышу павильона горизонтального солнечного телескопа в Пулкове (рис. 259).

Целостат пулковского телескопа имеет зеркало диаметром 500 мм, второе плоское зеркало имеет диаметр 670 мм и главное зеркало (невиньетированное поле) — 420 мм. Для специальных целей, когда требуется большой световой поток, главное зеркало заменяется зеркалом диаметром 500 мм. Фокусное расстояние главного зеркала 17,5 м. При желании фокусное расстояние может быть увеличено до 63 м введением гиперболического зеркала в пучок, отраженный от главного зеркала, что превращает систему в подобие системы Кассегрена. Увеличенное изображение Солнца фотографируется специальной камерой с целью изучения тонкой структуры солнечной фотосферы. Изображение же в первичном фокусе используется для спектроскопических исследований.

Так как около почвы в ясные дни обычно возникают сильные конвективные токи, выгодно для улучшения качества изображений поднять целостатную установку возможно выше над уровнем почвы, хотя бы на 3—4 м, потому что самая интенсивная конвекция наблюдается в двухметровом приземном слое. Вообще же слой надпочвенной конвекции простирается до высоты от 10 до 30 м. Высота его связана с характером местности, с погодой и с географической широтой. Так, в Пулковке над газонами конвекция обычно ограничивается приземным слоем, в то время как на юге Советского Союза (Крым, Средняя Азия) конвективный слой поднимается до 20—30 м. По этой причине для местности, где наблюдается сильный дневной прогрев почвы, горизонтальные телескопы недостаточно эффективны; их заменяют башенными.

Башенные телескопы отличаются от горизонтальных главным образом типом целостатной установки; от нее свет посылается вертикально вниз

на объектив или вогнутое зеркало. В последнем случае фокус оказывается расположенным на большой высоте, и чтобы вернуть изображение вниз, требуется второе, уже положительное (например, гиперболическое) зеркало, расположенное вне оси телескопа. Это зеркало принято называть *внеосевым*. Оптическая схема такого башенного телескопа оказывается сходной с оптической схемой пулковского горизонтального телескопа. Несмотря на специальную ретушь внеосевого зеркала, которой стараются уменьшить эффект отступления от оси, фокусное расстояние главного зеркала нельзя делать слишком коротким. Чем меньше будет относительное отверстие главного зеркала, тем более эффективными будут все меры, направленные на улуч-



Рис. 260.

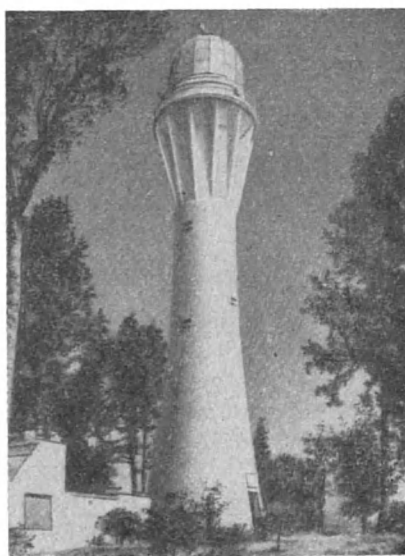


Рис. 261.

шение качества изображения. Основным достоинством оптической схемы башенного телескопа является то, что она требует расположения целостатной установки на сравнительно большой высоте над уровнем почвы, что, как мы уже говорили, особенно важно в местности с сильным нагревом почвы. Более того, если температура внизу в башне ниже температуры наружного воздуха, то на всем протяжении от второго плоского зеркала до главного зеркала устанавливается равновесная горизонтальная стратификация воздушных масс, что не дает деформаций волнового фронта пучка света и ухудшения качества изображения. Однако этому условию не так легко удовлетворить, особенно в холодное время года.

Башня солнечного телескопа состоит из двух частей: 1) внешняя часть, служащая для защиты от ветра и от нагревания внутренней части солнечными лучами, и 2) внутренняя часть, несущая на себе на верхней площадке целостатную установку и ниже объективы или внеосевые зеркала телескопа. Объективы и внеосевые зеркала могут быть сменными для того, чтобы наблюдатель имел возможность работать при разных размерах изображения Солнца. Это обстоятельство является особенно существенным тогда, когда в нижней части башни устанавливается ломающий пучок света диагональное зеркало, которое может поворачиваться на подставке вокруг вертикальной оси и подавать изображение на целый ряд различных приемных при-



боров (спектрографы, спектрофотометры, монохроматоры, кинокамеры и др.). Один из приборов, например, спектрограф, может быть также ориентирован вертикально, как это сделано в большом башенном телескопе Хейла на обсерватории Маунт Вилсон.

На рисунке 260 представлена башня солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории, а на рис. 261 башня нового солнечного телескопа на обсерватории на Монте Марио вблизи Рима. Конструкция башни (видна только внешняя часть башни) рассчитана на наименьшее влияние нагрева ее стенок на качество изображения Солнца. Целостатная установка



Рис. 262.

прикрывается астрономическим куполом, по нижнему краю которого сделан специальный балкон или кольцообразный выступ, назначение которого — отводить в сторону потоки нагретого воздуха, поднимающегося вдоль стенок трубы. Башня и купол окрашиваются белой краской. Белой краской желательно окрашивать оправы зеркал и другие механические части целостатной установки и внутренние стенки купола. В противоположность этому внутренность нижней части башни, столбы приемной аппаратуры и приборы должны быть окрашены темной краской (стены лучше сделать черными) для уменьшения количества рассеянного света. Это все справедливо и для горизонтальных и сидеростатных телескопов.

Сидеростатный (полярный) телескоп обсерватории на Китт Пик представляет собой наклонную трубу, уходящую под землю. Внешняя часть ее опирается на специальные фундаменты и ее устройство преследует ту же цель, что и в случае башенных телескопов. Ее внешние стены имеют водяное охлаждение. Главное зеркало расположено в подземной части трубы (оптический туннель) и имеет 1,5 м в диаметре. Специальное плоское зеркало отбрасывает лучи вертикально вниз на спектрограф, на щели которого строится изображение Солнца диаметром 80 см. Наклонное расположение

телескопа могло бы быть невыгодным из-за того, что даже при наличии гидростатического равновесия в воздухе слои равной плотности располагаются под углом к пучку лучей от сидеростата и пучку от главного зеркала. При этом даже небольшие неоднородности в распределении воздушных масс сильнее сказываются на качестве изображений, чем для телескопов первых двух типов. Однако большие в сечении размеры наклонной башни Китт Пик помогают сохранять нормальную стратификацию воздуха (они как бы не участвуют в формировании неоднородностей). В то же время сама обсерватория расположена на узком гребне горы (рис. 262), и это создает дополнительный «эффект башни» — лучи, падающие на сидеростат, еще более удалены от нагретой почвы. Поэтому качество изображений на сидеростатном телескопе часто оказывается исключительно хорошим. Здесь уместно напомнить, что применение больших зеркал в солнечных телескопах, увеличивая общий поток света, вместе с тем часто приводит к ухудшению изображения Солнца, так как большое зеркало суммирует деформации волнового фронта от большого числа атмосферных неоднородностей и в том числе от неоднородностей сравнительно крупного масштаба (около 1 м и более). Для того чтобы избавиться от атмосферной порчи изображений, нужно поднимать солнечные телескопы в стратосферу или же посылать их на пределы земной атмосферы.

**§ 178. Стратосферный солнечный телескоп.** Впервые в истории астрономии в 1956 г. французский астроном Дольфюс поднялся с небольшим солнечным телескопом, предназначенным только для фотографирования солнечной фотосферы, на высоту 6 км. Он находился вместе с телескопом в гондоле аэростата. В то время еще никто не предполагал, что астрономические наблюдения из стратосферы могут дать существенно больше научной информации, чем наземные наблюдения, проводимые при помощи больших солнечных телескопов. Вскоре вслед за тем в 1957 и в 1959 гг. первые хорошие снимки солнечной фотосферы (грануляция, пятна) удалось получить М. Шварцшильду и его сотрудникам во время подъемов в стратосферу на большом аэростате телескопа с 30 см зеркалом, строящим первичное изображение. На небольшой части снимков, полученных с увеличительной камерой, была полностью реализована теоретическая разрешающая сила телескопа. Эти снимки до настоящего времени оставались лучшими снимками фотосферы. Телескоп с его аппаратурой, средствами подъема и спасения принято называть стратосферной астрономической станцией.

Важной особенностью стратосферных наблюдений является также и то, что на высотах, больших 16 км, стратосфера почти полностью лишена водяного пара. Вообще говоря, молекулы  $H_2O$  прослеживаются до очень больших высот, порядка десятков километров и более. Однако на больших высотах водяной пар уже не создает столь интенсивных полос поглощения в спектре, как при наблюдениях с земной поверхности. Оказывается, что в этом случае при тонких исследованиях (например, при поисках полос  $H_2O$  в спектрах планет Марса и Венеры) имеет значение даже вода, принесенная в стратосферу самой станцией. В общем же спектры Солнца и планет очищаются от самых распространенных в видимых и инфракрасных лучах теллурических полос. Следует отметить, что на высотах в 20 км и более из-за уменьшения массы воздуха над телескопом уже сильно ослабевают почти все остальные теллурические линии (кроме линий озона).

1 ноября 1966 г. над территорией Советского Союза впервые поднялась советская тяжелая астрономическая стратосферная станция. По оснащению разнообразной оптической и электронной аппаратурой эта станция может считаться специальной солнечной обсерваторией. Станция состоит из телескопа с увеличительной камерой, дифракционного спектрографа и камеры для фотографирования щели спектрографа, фотогелиографа и устройств,

обеспечивающих работу всей аппаратуры. Для полета, подъема и спасения станции служат аэростаты парашютной системы, средства амортизации при посадке, а также средства управления станцией и слежения за ней в полете. Телескоп в первых двух полетах (1 ноября 1966 г. и 22 сентября 1967 г.) работал в системе Кассегрена с главным зеркалом диаметром в 50 см. Он рассчитан на замену этого зеркала большим зеркалом с диаметром 100 см. Эффективное фокусное расстояние системы Кассегрена составляет 24 м. От изображения Солнца через светоделительный кубик большая часть света идет в спектрограф и меньшая часть — в увеличительную камеру, которая доводит эффективное фокусное расстояние до 120 м. Она имеет рабочее поле  $3' \times 2'$ .

Телескоп наводится на Солнце при помощи фотоэлектрического гида с двумя ступенями наводки. Сначала осуществляется «захват» Солнца грубым

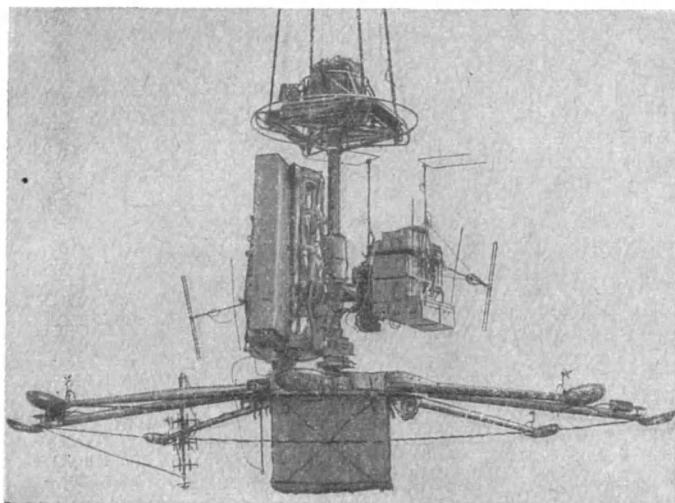


Рис. 263.



Рис. 264.

устройством, а когда оно «попадает» в трубу гида, срабатывает точное устройство с обратной связью. В телескопе фокусировка производится автоматически по самому изображению Солнца (по грануляции). Фотогелиограф нужен для фиксации на снимках области диска Солнца, которая фотографируется основными приборами (спектрограф, увеличительная камера). Часть света из него попадает в телевизионную камеру, с которой передается на наземные станции наблюдения за полетом. Наблюдатель видит фотографируемую область диска Солнца на экране и может подавать команды на сканирование, т. е. на перемещение оси инструмента по диску. Таким путем наблюдатель может последовательно фотографировать центр диска, его край и различные объекты на диске. Это делает станцию не полностью автоматической и частично управляемой с Земли. Автоматическая работа всех механизмов станции управляется специальным программно-командным устройством. В выполнение программы работы станции наблюдатель может вмешиваться посредством системы телеуправления, подавая команды с Земли. Во время обоих полетов станция выходила на высоту 20,5 км. Был получен большой научный материал, относящийся к работе станции, а также

и новые интересные сведения о явлениях на Солнце. Общий вид станции дан на рис. 263. Большая закрытая труба — это спектрограф, а меньшая закрытая труба — фотогелиограф. Станция в полете вскоре после старта представлена на рис. 264.

§ 179. Внеатменные коронографы. Изобретение в 1930 г. Б. Лио внеатменного коронографа положило начало новой эры в исследовании короны Солнца. Наблюдать такой слабый объект, как корона вне полного солнечного затмения мешает яркий фон неба, который обязан рэлеевскому рассеянию солнечного света газовым компонентом земной атмосферы, а также рассеянию света Солнца аэрозольным компонентом (капельками воды, кристалликами льда, пылью), дающими яркий ореол вокруг Солнца. Вид ореола зависит от характера частиц, их концентрации и спектра размеров частиц в зависимости от высоты над земной поверхностью. Ореол может быть протяженным, иногда его радиус достигает нескольких градусов. Кристал-

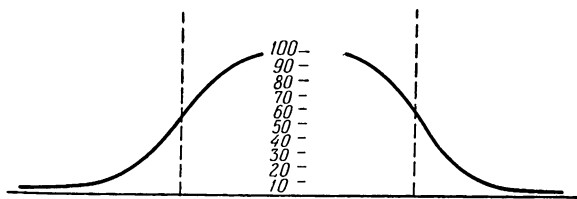


Рис. 265.

лики льда, образующие перистые облака, могут давать ореол радиусом  $5-10'$  с большим градиентом. Содержание пыли зависит в сильной мере от локальных условий. Так, например, вулканы Индонезии являются причиной больших ореолов даже в высокогорных районах этой страны. В обычных условиях

над земной поверхностью яркость ореола вблизи края диска Солнца составляет  $10^{-2} - 10^{-3}$  единиц яркости центра диска Солнца той же длины волны. В условиях высокогорной местности яркость фона неба на расстоянии  $1'$  от края диска Солнца в лучшие дни доходит до  $(1 \div 2) \cdot 10^{-6}$  указанных единиц, и лишь во время полного солнечного затмения она может на уровне моря доходить до  $10^{-8}$  единиц.

Другой важной причиной, мешающей наблюдению солнечной короны, является ореол инструментальный. Он объясняется физическим процессом формирования изображения при однородном круглом зрачке — наличием в дифракционном изображении точки, кроме основного, побочных максимумов. Интенсивность инструментального ореола увеличивают дефекты в оптике объектива: пузырьки, царапины, свили, недостаточно хорошая полировка поверхностей объектива, а также рассеяние света его боковыми частями, оправой, осевшей на объектив пылью. Свет от вторичного внутреннего отражения поверхностями объектива, дающий блик, также увеличивает интенсивность инструментального ореола. Распределение интенсивности в плоскости изображения для круглого, протяженного светящегося объекта, каким можно приближенно считать Солнце, было рассчитано Нагаока для случая идеального объектива, когда фотометрический разрез изображения точки в монохроматическом свете имеет известную форму. На рис. 265 можно видеть, что интенсивность инструментального ореола сначала быстро, а затем медленно падает с удалением от края геометрического изображения Солнца (отмеченного вертикальными прерывистыми линиями). На заданном от него угловом расстоянии интенсивность прямо пропорциональна длине волны и обратно пропорциональна диаметру входного отверстия объектива. В табл. LII приведены вычисленные по теории Нагаока величины интенсивностей инструментального ореола в долях интенсивности изображения центра солнечного диска на разных расстояниях  $\rho$  от его геометрического края для длины волны  $\lambda$  известных корональных

ТАБЛИЦА LII

| $D$ , мм<br>$\lambda$ , Å | 60                   |                      |                      | 100                  |                      |                      |
|---------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
|                           | 3388                 | 5303                 | 10798                | 3388                 | 5303                 | 10798                |
| $\rho$                    |                      |                      |                      |                      |                      |                      |
| 10"                       | $7,56 \cdot 10^{-3}$ | $1,18 \cdot 10^{-2}$ | $241 \cdot 10^{-2}$  | $4,54 \cdot 10^{-3}$ | $7,11 \cdot 10^{-3}$ | $1,45 \cdot 10^{-2}$ |
| 40"                       | $1,65 \cdot 10^{-3}$ | $2,58 \cdot 10^{-3}$ | $5,25 \cdot 10^{-3}$ | $9,89 \cdot 10^{-4}$ | $1,55 \cdot 10^{-3}$ | $3,15 \cdot 10^{-3}$ |
| 8'                        | $7,00 \cdot 10^{-5}$ | $1,10 \cdot 10^{-4}$ | $2,23 \cdot 10^{-4}$ | $4,20 \cdot 10^{-5}$ | $6,58 \cdot 10^{-5}$ | $1,34 \cdot 10^{-4}$ |
| 16'                       | $2,12 \cdot 10^{-5}$ | $3,32 \cdot 10^{-5}$ | $6,77 \cdot 10^{-5}$ | $1,27 \cdot 10^{-5}$ | $1,99 \cdot 10^{-5}$ | $4,06 \cdot 10^{-5}$ |
|                           |                      |                      |                      |                      |                      |                      |
| $D$ , мм<br>$\lambda$ , Å | 300                  |                      |                      | 500                  |                      |                      |
|                           | 3388                 | 5303                 | 10798                | 3388                 | 5303                 | 10798                |
| $\rho$                    |                      |                      |                      |                      |                      |                      |
| 10"                       | $1,51 \cdot 10^{-3}$ | $2,37 \cdot 10^{-3}$ | $4,82 \cdot 10^{-3}$ | $9,08 \cdot 10^{-4}$ | $1,42 \cdot 10^{-3}$ | $2,89 \cdot 10^{-3}$ |
| 40"                       | $3,30 \cdot 10^{-4}$ | $5,16 \cdot 10^{-4}$ | $1,05 \cdot 10^{-3}$ | $1,98 \cdot 10^{-4}$ | $3,10 \cdot 10^{-4}$ | $6,30 \cdot 10^{-4}$ |
| 8'                        | $1,40 \cdot 10^{-5}$ | $2,19 \cdot 10^{-5}$ | $4,46 \cdot 10^{-5}$ | $8,40 \cdot 10^{-6}$ | $1,32 \cdot 10^{-5}$ | $2,68 \cdot 10^{-5}$ |
| 16'                       | $4,25 \cdot 10^{-6}$ | $6,64 \cdot 10^{-6}$ | $1,35 \cdot 10^{-5}$ | $2,55 \cdot 10^{-6}$ | $3,99 \cdot 10^{-6}$ | $8,12 \cdot 10^{-6}$ |

линий в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном участках спектра для идеальных объективов с разными диаметрами  $D$  входного отверстия. При достаточно большом масштабе изображения Солнца, когда на небольшом участке края диска можно пренебречь его кривизной, распределение энергии в инструментальном ореоле может быть описано кривой, полученной Д. Д. Максимумом для границы темного и светлого полей.

Спектр короны имеет два компонента — непрерывный и линейчатый. Корона — крайне неоднородное образование, и как интенсивность сплошного спектра, так и интенсивность линий на одном и том же расстоянии от края диска сильно меняется по позиционному углу. Для самой интенсивной в спектре короны зеленой линии  $\lambda=5303 \text{ Å}$  (Fe XIV) на расстоянии  $1'$  от края диска Солнца интенсивность в активных областях лишь в отдельных случаях может достигать до  $100 \cdot 10^{-6}$  интенсивности центра диска в той же длине волны. В непрерывном же спектре, в видимой части, интенсивность короны в активных областях на том же расстоянии от края диска в среднем составляет  $(1 \div 2) \cdot 10^{-6}$  тех же единиц. По мере удаления от него интенсивность быстро падает. Чтобы уменьшить атмосферную помеху, для наблюдения короны выбирают высокогорную местность с большим числом безореольных дней в году. Инструментальный ореол вокруг изображения Солнца покрывает область наблюдения солнечной короны. Поэтому первое требование, которое представляется к инструменту для внезатменных наблюдений короны — это устранение инструментального ореола. Идея внезатменного коронографа Лию заключается в том, что инструментальный ореол обязан дифракции света на оправе, ограничивающей входное отверстие объектива, и потому чтобы его убрать, следует построить в свете, дающем ореол, изображение объектива на диафрагме, срезающей его светящиеся края.

На рисунке 266 приведена принципиальная схема коронографа Лию. Однолинзовый объектив  $O$  строит изображение диска Солнца на так называемой

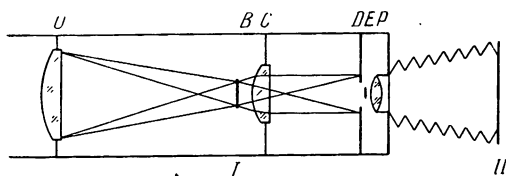


Рис. 266.

искусственной Луне *B* — непрозрачном диске с диаметром, намного большим диаметра изображения Солнца, имитирующем действие Луны во время полного солнечного затмения. Установленная непосредственно за диском простая линза *C* — линза поля — строит в непрегражденном дисковом свете изображение объектива на ирисовой диафрагме *D*, срезающей около  $\frac{1}{9}$  диаметра по краю изображения объектива. Линза поля дает также изображение блика от Солнца, обязанного двойному отражению света от поверхностей объектива. Поскольку блик расположен от объектива на расстоянии около  $\frac{1}{6}$  главного фокусного, то изображение его получается за ирисовой диафрагмой, где установлен маленький экранчик *E*, преграждающий этот свет.

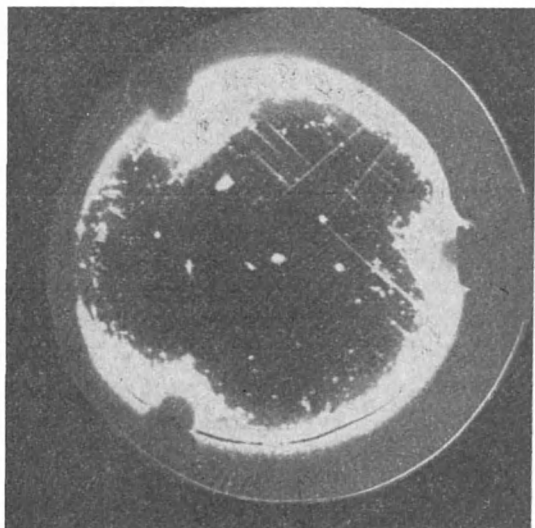


Рис. 267.

Далее перекидывающая оптическая система *P* строит в плоскости *II* изображение картины, имеющейся в плоскости *I*: корону, хромосферу за лимбом, край искусственной Луны; здесь уже убран налагающийся на первичное изображение инструментальный ореол. Система *P* может давать желаемое увеличение, а также направлять посредством диагональных зеркал пучок через полярную ось, обеспечивая работу неподвижной аппаратуры в фокусе куда. В перекидывающую систему *P* может быть включен и узкополосный интерференционно-поляризационный светофильтр, позволяющий получать монохроматическое изображение короны или хромосферных образований в свете той или иной эмиссионной линии. Поэтому в зависи-

мости от задачи в плоскости *II* может быть расположена щель спектрографа либо фотокамера, либо окуляр, или же установка для фотоэлектрической регистрации.

Перейдем к описанию основных деталей коронографа Лию.

а) О б ъ е к т и в является основным источником мешающего наблюдению короны инструментального ореола. Лию предложил оптическую схему, в которой исследуемый объектив освещается протяженным источником света с угловыми размерами, близкими к размерам диска Солнца. Объектив строит изображение этого искусственного Солнца на экране, намного большем этого изображения, а стоящая за экраном линза поля строит изображение объектива в свете инструментального ореола. Фотография объектива, полученная Лию таким способом, представлена на рис. 267. Она показывает, какие части объектива ответственны за мешающий наблюдению короны свет, и тем самым помогает находить пути его устранения. Самое главное — это яркое кольцо по краям изображения объектива. Чтобы его убрать, достаточно в плоскости изображения объектива поставить срезающую это кольцо диафрагму. Отсюда становится понятным назначение линзы поля и диафрагмы в коронографе Лию. Центральное яркое пятнышко представляет собой изображение блика от объектива. Размытость его объясняется тем, что в плоскости изображения объектива оно оказывается вне фокуса. Чтобы устранить этот свет, за диафрагмой, где изображение блика резкое,

ставится маленький экранчик. Светящимися в изображении объектива представляются также свиля, царапины, дефекты на его поверхностях. В случае необходимости этот свет можно исключить аналогичным путем, размещая экранчики соответствующей формы. Общий светлый фон обязан неточности обработки поверхностей объектива и связанным с этим искажением фронта волны. Микроскопические неоднородности в отливке стекла также дают однородный фон как бы в виде тумана. Пузырьки размерами в  $0,5\text{--}100\text{ мк}$  представляются яркими светящимися точками; также в виде ярких точек видна и пыль, осевшая на поверхности объектива.

Таким образом, к объективу коронографа предъявляются очень высокие требования как в отношении качества отливки (отсутствие свилей, пузырьков), так и в отношении точности обработки поверхностей и отсутствия царапин. Применение специальной технологии обеспечивает точность поверхностей до  $4\text{ \AA}$ . С развитием внеатмосферных наблюдений Солнца к стелку объектива коронографа прибавляется еще одно требование: отсутствие флуоресценции в интересующей нас спектральной области при облучении коротковолновым излучением, так как она будет также давать общий фон в изображении объектива. Наиболее распространенными объективами коронографа являются плоско-выпуклые линзы из крона диаметром  $100\text{--}300\text{ мм}$  и фокусным расстоянием  $1500\text{--}3000\text{ мм}$  в зеленой области спектра. Наибольшим в мире является  $535\text{-мм}$  объектив коронографа, изготовленного в Советском Союзе и установленного на Горной станции Главной астрономической обсерватории АН СССР (высота  $2100\text{ м}$  над уровнем моря).

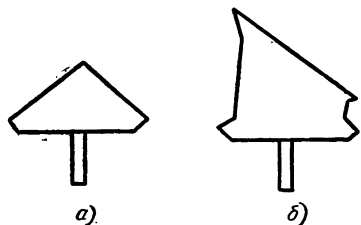


Рис. 268.

б) Искусственная Луна, на которой строится изображение диска Солнца, должна давать минимальный рассеянный свет. Обычно это хорошо отражающий экран конической формы — «грибок» (рис. 268, а) с поперечным размером на  $15\text{--}20''$  больше диаметра изображения Солнца. Ввиду того, что диаметр изображения Солнца меняется в течение года с изменением расстояния между Землей и Солнцем, пользуются набором искусственных Лун с отличающимися, соответственно этому, диаметрами. Набор Лун нужен еще и для того, чтобы перекрывать изображения Солнца разного диаметра в разных длинах волн из-за хроматизма употребляемых однолинзовых объективов. Когда в плоскости  $II$  строится не полное изображение короны или хромосферы, а по частям, участками в  $60\text{--}70^\circ$  по позиционному углу, применяют для уменьшения рассеянного света грибок с плоским отражающим экраном (рис. 268, б), отбрасывающим прямой свет Солнца в сторону, противоположную наблюдаемым позиционным углам. В одних схемах коронографа на оптической оси находится центр искусственной Луны, а в других, когда работают с осевым пучком, — ее край, и тогда конструкция крепления грибка предусматривает возможность его обегания вокруг оси инструмента, чтобы обеспечить наблюдения во всех позиционных углах.

в) Линза поля — простая линза. В конструкции Лио она непосредственно примыкает к искусственной Луне, которая в нее вставляется своим стержнем. Поскольку на линзу поля не попадает прямой свет Солнца, к ней не предъявляются столь высокие требования, как к объективу.

г) Д и а ф р а г м а Л и о устанавливается в плоскости резкого изображения объектива, даваемого линзой поля. Это — ирисовая диафрагма, срезающая светящиеся края объектива. Она уменьшает диаметр действующего отверстия объектива примерно на  $10\%$ .

д) Э к р а н ч и к, устраняющий свет блика от объектива, устанавливается за диафрагмой Лию и может быть либо самостоятельной деталью, либо наносится на оказавшуюся в этом месте оптическую поверхность в виде темного пятнышка, наклейки. Яркость блика составляет

$$B = 6 \cdot 10^{-9} \left( \frac{F}{D} \right)^2 B_0,$$

где  $B_0$  — яркость центра солнечного диска,  $F$  — фокусное расстояние объектива,  $D$  — его диаметр.

е) П е р е к и д ы в а ю щ а я с и с т е м а — в зависимости от задачи может представлять собой различные оптические узлы. В малом коронографе Горной станции ГАО АН СССР — основном инструменте службы Солнца СССР для наблюдений короны (рис. 269), диафрагма Лию  $D$  и экранчик  $E$

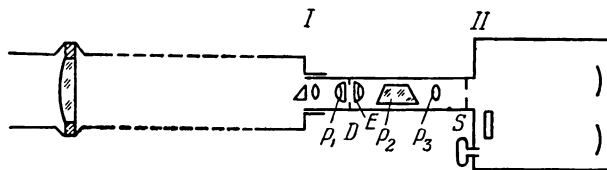


Рис. 269.

встроены в сложный объектив  $P_1$ . В вышедшем после него параллельном пучке установлена призма Дове  $P_2$ , вращение и наклоны которой относительно оптической оси дают соответственно вращение и смещение изображения короны и края искусственной Луны, построенного сложным объективом  $P_3$  на щели  $S$  следующего далее спектрографа. Диаметр изображения Солнца в  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  50 мм. В параллельном пучке можно еще поместить узкополосный интерференционно-поляризационный светофильтр, а вместо спектрографа окуляр или фотоаппарат для регистрации монохроматических изображений короны или хромосферных образований в свете спектральной линии, вырезаемой светофильтром. Большое количество коронографов такого типа со светофильтрами на линию  $H_\alpha$  водорода применяется для исследования хромосферы.

Опишем оптическую схему большого коронографа Горной станции с фокусом куда (рис. 270). Он предназначен для изучения тонкой структуры короны и хромосферы. Объектив  $O$  диаметром 535 мм и фокусным расстоянием 8000 мм для длины волны  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  строит на искусственной Луне  $B$  с плоским скосом изображение Солнца диаметром 75 мм с краем на оптической оси. Отраженный экраном искусственной Луны свет используется в системе гидирования инструмента. Линза поля  $C$  диаметром 100 мм и фокусным расстоянием 1000 мм дает на диафрагме Лию  $D$  диаметром 68 мм изображение объектива размером 70 мм и изображение блика от объектива на экранчике  $E$ . Далее система, состоящая из плоского зеркала  $P_1$ , установленного на пересечении полярной оси и оси склонений и направляющего световой пучок внутри полой полярной оси, из объективов  $P_2$  и  $P_3$  и из плоского зеркала  $P_4$ , отбрасывающего пучок в горизонтальном направлении, переносит картину из плоскости  $I$  в плоскость  $II$  с увеличением в 1,7 раза. Здесь на кривой щели  $S_1$  стационарного изолированного от коронографа спектрографа строится изображение Солнца диаметром 125 мм. Неизбежное при работе в фокусе куда суточное вращение изображения может быть компенсировано, если поместить перед щелью призму Дове, вращающуюся в противоположном направлении. При работе с небольшими выдержками, когда можно обойтись без призмы Дове, предусмотрено вращение щели в ее плос-



кости на малый угол для установки на нужный позиционный угол и соответственно вращение дифракционной решетки  $S_3$  размерами  $250 \times 300$  мм в плоскости штрихов ( $600$  штр/мм) для того, чтобы иметь возможность установить штрихи решетки параллельно касательной к середине кривой щели. Спектрограф с зеркалом коллиматора  $S_2$  диаметром  $360$  мм и фокусным расстоянием  $8000$  мм и зеркалом камеры  $S_4$  диаметром  $420$  мм и фокусным расстоянием  $8000$  мм, имеющим поступательное движение от электропривода для фокусировки спектра в камере  $S_5$ , дает обратную дисперсию во втором порядке  $1 \text{ \AA/мм}$  и спектральное разрешение  $0,04 \text{ \AA}$ .

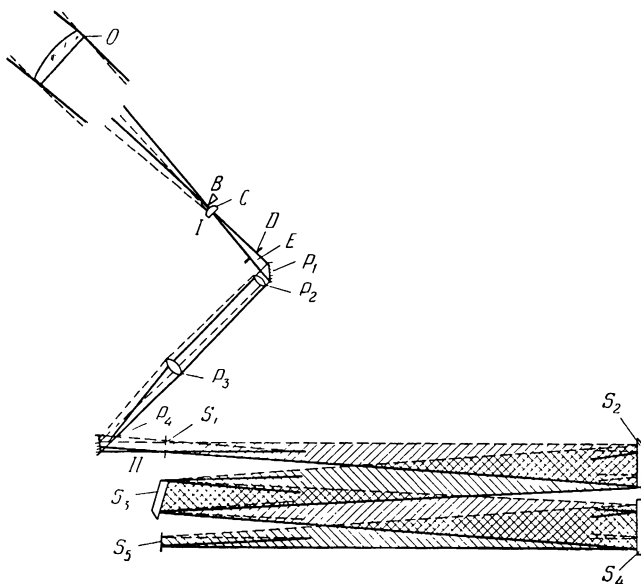


Рис. 270.

Коронографы с фокусом куда работают в Клаймаксе, Сакраменто Пик (США) и в других обсерваториях. Как и на Горной станции ГАО АН СССР, в одном пункте иногда устанавливают несколько коронографов с разным целевым назначением. Так, например, в Сакраменто Пик имеются следующие коронографы: коронограф с объективом диаметром  $100$  мм со спектрографом Литтрова обратной дисперсии  $9 \text{ \AA/мм}$  позволяет на пластинках длиной от  $100$  до  $254$  мм регистрировать большой спектральный участок; коронограф с объективом диаметром  $150$  мм с интерференционно-поляризационным световым фильтром, пропускающим полосу шириной  $3 \text{ \AA}$  в области  $H_\alpha$ , имеет патрульную камеру для вспышек; коронограф с объективом  $380$  мм для получения крупномасштабных снимков хромосферы и протуберанцев при помощи интерференционно-поляризационного светофильтра снабжен разделителем радиации, дающим четыре изображения; коронограф с объективом диаметром  $406$  мм и фокусным расстоянием  $7600$  мм строит изображение Солнца в фокусе куда на  $100$  мм щели стационарного спектрографа Литтрова, с фокусным расстоянием  $13\,000$  мм и обратной дисперсией  $1,25$  и  $0,64 \text{ \AA/мм}$ . Удвоение дисперсии достигается тем, что пучок дважды посылается на решетку.

Опыт наблюдения ярких корональных линий в Пулкове (высота  $75$  м, т. е. практически на уровне моря) показывает, что при хорошей прозрачности атмосферы (например, в дни с арктическими вторжениями) корону

в активных областях можно наблюдать просто на рефракторе со спектрографом (рис. 271), чем и является пулковский коронограф, если соблюсти ряд предосторожностей в целях снижения рассеянного света. Однолинзовый или склеенный двухлинзовый объектив  $O$  имеет полированные и почерненные боковые поверхности. Он строит изображение Солнца непосредственно на щели спектрографа  $S$ , форма которой такова, что она одновременно выполняет роль и искусственной Луны.



Рис. 271.

Если коронографы описанных конструкций справляются с наблюдениями короны в эмиссионных линиях ее спектра, то для регистрации более слабого непрерывного спектра внутренней короны, так называемого  $K$ -компонента, необходимо принимать дополнительные меры, чтобы выделить его на фоне неба и инструментального ореола. Согласно идее Лио здесь используется то обстоятельство, что свет короны поляризован (колебания

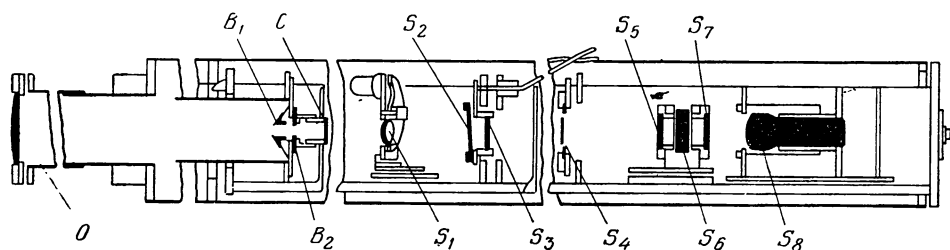


Рис. 272.

электрического вектора параллельны касательной к краю диска Солнца), а свет околосолнечного ореола, на который проектируется корона, не поляризован. Применяя поляризационную оптику, можно отделить поляризованный компонент от неполяризованного.  $K$ -коронометр (рис. 272) представляет собой сочетание коронографа Лио с чувствительным поляриметром. Объектив  $O$  строит изображение Солнца на искусственной Луне  $B_1$ , расположенной краем на оптической оси. В прилегающем к искусственной Луне непрозрачном экране  $B_2$  имеется круглое отверстие, которое вырезает 2—5" в изображении короны, накладываемом на инструментальный ореол. Сканирование короны осуществляется вращением и радиальным перемещением этого экрана. После отверстия в экране пучок проходит через линзу поля  $C$  и диафрагму Лио, срезающую свет инструментального ореола, приспособление для калибровки  $S_1$ . Поскольку анализатор пропускает свет, поляризованный лишь в определенном направлении, то при сканировании короны вокруг лимба плоскость поляризации коронального света поворачивается в надлежащем направлении пластинкой в  $\frac{1}{2}\lambda$   $S_2$  со стеклянным компенсатором  $S_2$  остаточной поляризации. Цветное стекло  $S_3$  срезает свет с длиной волны короче  $4300 \text{ \AA}$  (для уменьшения яркости фона неба). Анализатор, составленный из пластинки в  $\frac{1}{4}\lambda$   $S_5$ , кристалла ADP  $S_6$  под

переменным напряжением, и поляризатора  $S_7$ , пропускает без изменения неполяризованный свет неба и модулирует плоскополяризованный свет короны. Специальная схема приемника  $S_8$  излучения позволяет одновременно регистрировать яркость короны и яркость неба. Такой инструмент, установленный в высокогорной местности, позволяет получать распределение интенсивности  $K$ -короны вдоль лимба до расстояний, равных радиусу солнечного диска  $1 R_\odot$ . Наблюдениям короны на больших расстояниях от края Солнца, где ее яркость меньше  $10^{-7}$  яркости солнечного диска, ставит предел как рассеянный свет в инструменте, так и яркость даже высокогорного неба. Чтобы приблизиться к условиям, которые имеют место во время полного солнечного затмения (яркость неба  $10^{-8}$  яркости Солнца), когда на лучших снимках корону в непрерывном спектре удастся проследить до расстояния шести радиусов солнечного диска, коронограф следовало бы поднимать на высоты в 25—33 км, и здесь уже главным источником помех будет инструментальный свет от освещенного объектива.

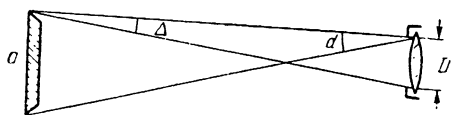


Рис. 273.

Идея коронографа с внешним затмевающим экраном, защищающим объектив от прямых солнечных лучей, была предложена Эвансом в 1949 г. Для наблюдения условий затмения на объективе требуется, чтобы угловой диаметр  $d$  затмевающего экрана  $a$ , видимый от объектива диаметром  $D$ , превышал угловой диаметр Солнца  $d_\odot$  на величину  $\Delta$ , которая является угловым диаметром объектива, видимым с затмевающего диска (рис. 273):  $\Delta = d - d_\odot$ . Но корона при этом винтетируется внутри диаметра  $d_1 = d_\odot + 2\Delta$ . Так, например, чтобы можно было наблюдать корону вблизи края диска Солнца на расстоянии  $1'$ , затмевающий экран при диаметре объектива  $D = 150$  мм должен располагаться от него на расстоянии 262 м. Следовательно, реально инструментом этой конструкции можно наблюдать корону только на расстоянии от 3—4 радиусов солнечного диска и дальше. Поскольку на краях внешнего экрана имеет место дифракция Френеля прямого солнечного света, то для защиты объектива от дифрагировавшего света имеет большое значение форма края экрана. Введение дополнительно двух непрозрачных дисков меньшего диаметра между затмевающим экраном и объективом уменьшает этот мешающий свет в 13 раз. В коронографе такого типа интенсивность инструментального ореола составляет  $10^{-8}$  яркости солнечного диска, т. е. в сотни раз меньше, чем в обычном коронографе Лию.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Карпинский В. Н. и др., Изв. ГАО № 185, 1970.
2. Курс астрофизики и звездной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, I, Гостехиздат, 1951, гл. XXXII.
3. Максutow Д. Д., Астрономическая оптика, Гостехиздат, 1946.
4. Никольский Г. М., Прошин В. П., Сазанов А. А., Геомагн. и аэрон. 2, 532, 1962.
5. Никольский Г. М., Сазанов А. А., АЖ 43, 868, 1966.
6. Прокофьева И. А., Солн. данные № 2, 1956.
7. Прокофьева И. А., Изв. ГАО № 169, 1961.
8. Bahng J., Schwarzschild M., ApJ 134, 312, 337, 1961.
9. Danielson R. E., ApJ 134, 275, 289, 1961.
10. Lyot B., C. R. 191, 834, 1930.
11. Lyot B., M. N. 99, 580, 1939.
12. Nagaoka H., ApJ 51, 73, 1920.
13. Newkirk G., Bohlin J. D., Appl. Opt. 2, 131, 1963.
14. Wlérick G., Axtell J., ApJ 126, 253, 1957.

## ГЛАВА XXX

### СОЛНЕЧНЫЕ СПЕКТРОГРАФЫ И МОНОХРОМАТОРЫ

§ 180. **Спектрографы.** Для исследования Солнца могут применяться и применяются всевозможные спектрографы, начиная от призмённых спектрографов с малой разрешающей силой и дисперсией, употребляемых преимущественно при наблюдениях солнечной короны во время полных солнечных затмений, и кончая дифракционными спектрографами с высокой разрешающей силой, позволяющими изучать при большой дисперсии профили фразунгоферовых линий. Только эти последние приборы, по сути дела, и заслуживают названия *солнечных спектрографов*, так как они могут полностью использовать всю силу такого мощного источника света, как Солнце. Тем не менее здесь, так же как в случае звездных спектрографов, астроному часто приходится сетовать на недостаток света. Дело в том, что солнечные спектрографы обычно употребляются в комбинации с телескопами с малым относительным отверстием объектива (зеркала), строящего изображение. Это обстоятельство является характерным для телескопов, так как, с одной стороны, выдвигается требование увеличения изображения Солнца с целью лучшего исследования мелких деталей, а с другой стороны, выдвигается требование улучшения качества изображения, потому что при плохом качестве изображения нет смысла увеличивать его размеры. Увеличения яркости на щели спектрографа при сохранении размеров изображения можно достичь только увеличением апертуры оптики, но с увеличением апертуры увеличивается влияние атмосферных неоднородностей. При этом видимые дрожания изображения переходят в размытие изображения, которое делается более спокойным, но с потерей контраста в деталях. Малые детали просто перестают быть видимыми. В ряде случаев это представляет значительное преимущество, в особенности, когда прибор работает в качестве сканирующего (пищущего в каком-либо измерении) спектрофотометра (или магнитографа), так как дрожания изображения создают дополнительные шумы в записи. При работе же со спокойным, хотя и размытым изображением с большим количеством света уровень всех шумов снижается. Поэтому есть смысл в создании больших солнечных телескопов, специально предназначенных для сканирующих спектрофотометров.

Если сканирование происходит по длине волны, то в спектрографе в фокусе изображения спектра ставится вторая щель. За щелью устанавливается фотоэлектрический фотометр с непрерывной или дискретной (цифровой) записью. Сканирование по спектру для записи распределения энергии в спектре в отдельных спектральных линиях производится перемещением второй щели вдоль дисперсии. Эта же операция производится и при регистрации слабых магнитных полей, когда одна выходная щель заменяется двумя щелями магнитографа. Спектрофотометры отличаются от спектрографов в основном тем, что изображение спектра на регистрирующей щели может обладать значительным астигматизмом, поскольку на ней производится не регистрация изображения, а лишь изображения линий. Поэтому для приборов этого типа вполне применимы вогнутые дифракционные решетки.

Солнечные спектрографы строятся на основе оптической схемы Эберта — Фасти. Старые автоколлимационные спектрографы, ввиду большой интенсивности в них рассеянного света (как, например, в литтровском спектрографе Пулковской обсерватории, уничтоженном в 1941 г.) совершенно вышли из употребления. Схема Эберта — Фасти (рис. 274) в простейшем случае представляет собой комбинацию двух вогнутых зеркал или объективов (коллиматор и камера) с малой или умеренной светосилой (от 1:50 до 1:20) и дифракционной решеткой. Щель  $S$  лишь приближенно устанавливается в фокусе коллиматора  $C$  (поскольку мы имеем дело с решеткой). Иногда ее нарочно выводят из фокуса с целью уменьшить астигматизм, который дают все плоские решетки при большом угле падения. Обычно же после коллиматора на решетку идет пучок почти параллельных лучей. Чтобы не терять в разрешении, следует устанавливать решетку  $G$  на таком расстоянии (для

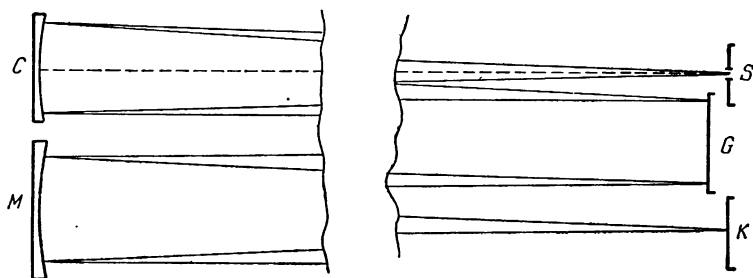


Рис. 274.

этого приходится рассчитывать и фокусные расстояния коллиматора и камеры), чтобы вся заштрихованная часть решетки полностью вписывалась в световой цилиндр. Это приводит к эффективному уменьшению светосилы телескопа, так как часть светового пучка, оставшаяся за границами решетки, не используется. Свет от решетки (в нужном порядке) поступает на зеркало камеры  $M$ , строит изображение спектра в кассетной части  $K$ , где устанавливаются кассеты для фотопластинок или пленочный адаптер.

При конструировании солнечных спектрографов стараются удовлетворить четырем условиям:

- 1) остаточные aberrации оптики должны быть меньше нормальной ширины щели;
- 2) должны быть также сведены к минимуму или устранены полностью aberrации, вызванные искажением волнового фронта на оптических неоднородностях воздуха внутри спектрографа;
- 3) должно быть обеспечено одновременное фотографирование возможно большего участка спектра и
- 4) рассеянный свет внутри спектрографа должен быть сведен к минимуму.

Первое условие всегда может быть соблюдено при расчете оптики по заданным техническим характеристикам спектрографа, но только внутри ограниченного поля. Хотя многолинзовые объективы дают большее поле, чем зеркальная оптика, из-за поглощения в них света и явлений остаточного хроматизма они менее удобны для спектрографов. Кроме того, обычно применяемая большая линейная дисперсия достигается не только увеличением угловой дисперсии решетки (путем увеличения числа штрихов на 1 мм или путем перехода к высоким порядкам), но и увеличением фокусного расстояния зеркала (объектива) камеры. Так как обычно нет смысла делать светосилу коллиматора и камеры разной, то даже малое поле (при относительном

отверстии около 1:50) хорошо покрывает окно кассетной части при длине фотографируемого участка спектра порядка 20 см. При использовании сравнительно светосильных телескопов (с относительным отверстием около 1:20) и необходимости фотографировать такой же участок спектра, можно применить менисковые телеобъективы или камеры Шмидта. Расчет aberrаций для оптики спектрографа производится так же, как и в обычных телескопических системах. При малых относительных отверстиях (меньше чем 1:50) зеркала делаются просто сферическими. Правильным размещением оптических деталей в спектрографе можно почти полностью устранить кóму и свести к минимуму астигматизм.

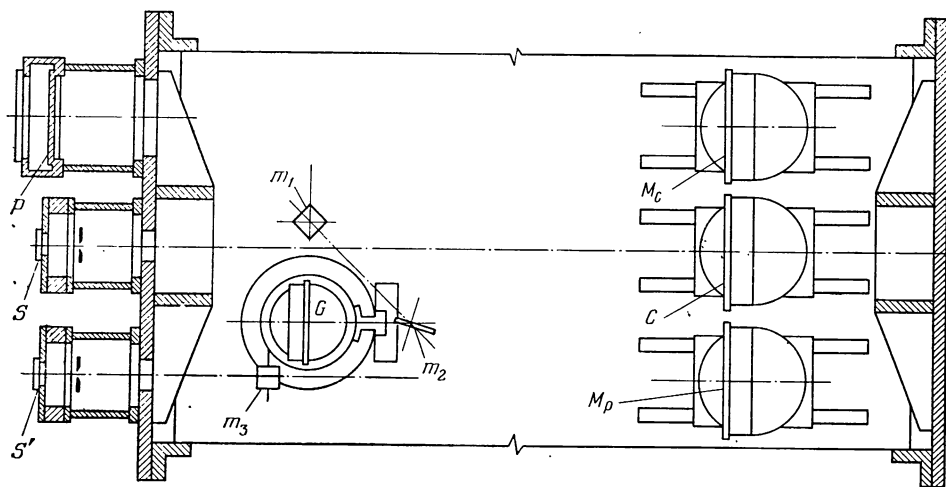


Рис. 275.

Несмотря на известное разнообразие конструкций солнечных спектрографов, их можно свести к двум основным типам: 1) спектрографы с обычными плоскими решетками с числом штрихов от 600 до 1200 на 1 мм (с заполнением воздухом или вакуумные) и 2) эшелюнные спектрографы. Из числа наиболее совершенных спектрографов первого типа мы выделим для описания вакуумный спектрограф обсерватории Мак-Мас Халберт (в США) и изотермический четырехкамерный спектрограф Пулковской обсерватории.

На вакуумном спектрографе обсерватории Мак-Мас Халберт наблюдения начались в 1955 г. Этот спектрограф представляет собой герметическую трубу, внутри которой размещена оптика прибора. Схема спектрографа дана на рис. 275, где введены следующие обозначения:  $S$  — входная щель,  $C$  — коллиматорное зеркало,  $M_c$  — зеркало камеры,  $P$  — кассетная часть,  $G$  — дифракционная решетка. Второе камерное зеркало  $M_p$  служит для фокусирования спектра, который строится на выходной щели  $S'$  перед фотоумножителем. Регистрация осуществляется равномерным медленным вращением решетки  $G$ . Маленькие зеркала  $m_1$  и  $m_2$  (прозрачная стеклянная пластинка), установленные в пучке белого света от коллиматора к решетке и в краевом участке спектра, строящегося зеркалом  $M_c$ , предназначены для регистрации изменения интенсивности всего пучка, которое может быть вызвано колебаниями атмосферной прозрачности. Маленькое зеркало  $m_3$  через перископическую систему выводит изображение участка спектра наружу и позволяет визуально следить за правильностью установки спектра на щели  $S'$ .

Как мы видим, весь прибор представляет собой комбинацию однокамерного спектрографа с примитивным спектрофотометром. Для уменьшения

рассеянного света и исключения переналагающихся порядков, перед щелью  $S$  может быть установлен небольшой однопризменный спектрограф, на щель которого и проектируется телескопом изображение Солнца. Башенный солнечный телескоп обсерватории может строить изображения Солнца диаметром в 15 и 30 см. Фокусное расстояние зеркал  $C$ ,  $M_c$  и  $M_p$  составляло 15, 24 м. Оно было подобрано с тем условием, чтобы решетка (изготовленная Бэбком) с размерами  $15 \times 20$  см была полностью освещена. Малые размеры главного зеркала телескопа (30 см) с относительным отверстием 1 : 100 привели к непомерному удлинению спектрографа. При такой длине спектрографа и при полном отсутствии каких-либо конструктивных особенностей, которые позволили бы избежать появления в трубе воздушных неоднородностей, вакуумизация спектрографа была неизбежной. Как показали испытания спектрографа по искусственным источникам, при откачке воздуха до давления в 0,5 миллибар (большая степень разрежения уже практически оказывалась бесполезной) удавалось поднять разрешающую силу спектрографа в высших порядках до 600 000. Для исследования солнечного спектра такое разрешение уже является излишне высоким.

Задняя и передняя стенки спектрографа — съемные. На передней стенке против кассетной части и щелей  $S$  и  $S'$  вделаны специальные оптические окна, отделяющие внутренний вакуум от щелей и кассеты. Кассета содержит магазин с 12 фотопластинками, который позволяет быстро менять пластинки при последовательных экспозициях. Это обстоятельство является существенным, потому что кассетная часть, равно как и механизмы раздвижки щелей, заключена в вакуумные замки, из которых откачка воздуха происходит независимо от вакуума главной трубы. Специальные диафрагмы отделяют коллиматорный пучок света от пучка, идущего от зеркала кассеты, так, чтобы зеркало коллиматора не было видно из кассетной части. Это нужно для того, чтобы рассеянный белый свет от зеркала  $C$  не попадал на фотопластинку. У старых автоколлимационных спектрографов именно этот свет приводил к сильному замыванию спектрограмм.

Первые наблюдения с вакуумным спектрографом дали обнадеживающие результаты. Правда, фотоэлектрическая регистрация профилей резких и глубоких фразунгоферовых линий привела к завышению их центральных интенсивностей, поскольку далеко не весь рассеянный свет в спектрографе был исключен. Однако получавшиеся профили линий в общем были резкими и говорили об устойчиво сохранявшейся высокой разрешающей силе. К сожалению, разрешение солнечных деталей на спектрограммах было низким, оно не превышало 4—5". Пониженное качество спектрограмм, по-видимому, не связано с оптическими характеристиками спектрографа и является следствием только низкой светосилы солнечного телескопа, что привело к большим выдержкам в рабочих порядках (3-й и 4-й) до 5—6 секунд. При столь больших выдержках было совершенно невозможно избежать интегрирования низкочастотных атмосферных дрожаний.

В Советском Союзе вакуумные спектрографы, выпущенные оптико-механической фирмой ЛОМО, установлены в Пулковке и на Крымской астрофизической обсерватории. В Пулковке такой спектрограф применяется почти исключительно для лабораторных исследований.

Четырехкамерный спектрограф в Пулковке установлен на горизонтальном солнечном телескопе с относительным отверстием параболического зеркала 1 : 40. Используемое спектрографом относительное отверстие 1 : 50.

Идея уменьшения неоднородности воздуха внутри спектрографа путем заключения оптических частей прибора в общий черный металлический кожух принадлежит В. Н. Карпинскому. Она использована в Пулковке в конструкции фотоэлектрического спектрофотометра двойной дифракции и четырехкамерного спектрографа. Конвективное и радиационное выравнивание

температуры в таком черном «ящике» ввиду малой теплоемкости воздуха происходило очень быстро. Для того чтобы стенки самого «ящика» имели по всей поверхности одну и ту же температуру, которая естественно может меняться ото дня ко дню, снаружи спектрограф заключен в двойной фанерный кожух, внутренние стенки которого окрашены белой краской. Наличие воздушного промежутка между фанерными стенками не позволяет проникать внутрь спектрографа изменениям температуры в павильоне во время наблюдений. В результате внутри спектрографа всегда поддерживается на всем ходе лучей постоянная температура и исчезает деформация светового фронта на неоднородностях воздуха. Внутри спектрографа отсутствуют заметные конвективные токи и сопутствующая им турбулентция. Таким образом,

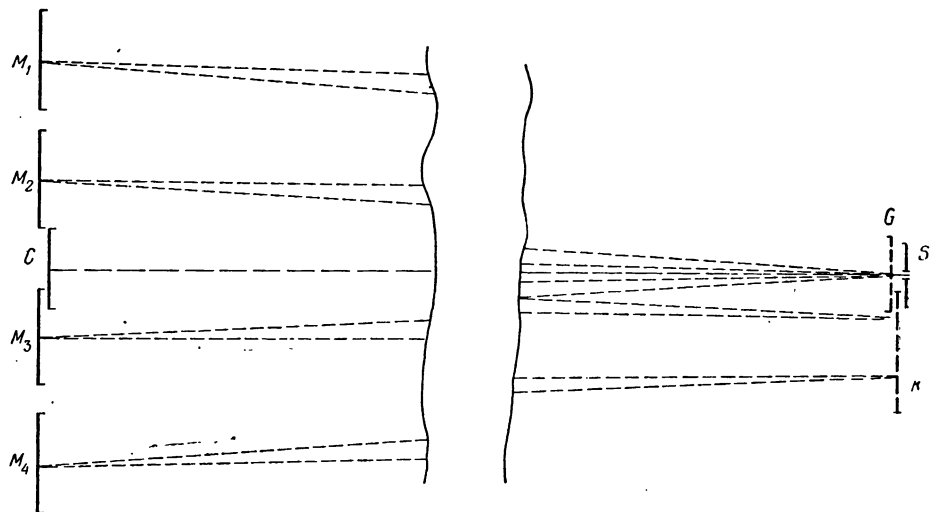


Рис. 276.

разрешающая сила спектрографа, который может быть назван *изотермическим*, определяется только его оптикой. Здесь, однако, следует еще раз заметить, что при исследовании солнечного фраунгоферова спектра, полуширины линий которого имеют порядок  $0,1 \text{ \AA}$  (лишь некоторые линии, как, например, линия бария  $\lambda=5953, 691 \text{ \AA}$  являются несколько более узкими), разрешающая сила, большая чем  $5 \cdot 10^5$ , уже не может быть использована. Дальнейшее увеличение разрешающей силы не повлияет на вид профилей спектральных линий.

В Пулкове два изотермических спектрографа: двухкамерный, работающий главным образом как солнечный магнитограф и спектрофотометр, и четырехкамерный, предназначенный исключительно для фотографических наблюдений солнечного спектра. Решетки Ф. М. Герасимова позволяют производить наблюдения в правых и левых порядках при разных углах блеска. С одной стороны концентрация света 70—80% имеет место во втором порядке в желто-зеленых лучах (и соответственно в ультрафиолетовых лучах в третьем порядке и т. д.), с другой стороны, эта же концентрация, но менее резко выраженная (40—50%), имеет место в пятом, а следовательно, и в четвертом порядках; естественно, возможны наблюдения и в шестом порядке. Схема расположения оптики в четырехкамерном спектрографе дана на рис. 276. Камерные зеркала  $M_1, M_2, M_3, M_4$  расставлены с таким расчетом, чтобы была скомпенсирована кома. Поэтому решетка  $G$  находится между пучком, идущим от щели  $S$  к зеркалу коллиматора  $C$ , и пучками от камерных зеркал к кассетной



части  $K$ . Фокусное расстояние зеркала  $C$  составляет 8,45 м, а зеркал  $M$  по 8,53 м. Астигматизм решетки во втором порядке пренебрежимо мал. Это дает возможность полностью использовать эффективное разрешение телескопа, которое при выдержках порядка десятых секунды или нескольких секунд никогда не бывает лучше  $1''$ , что в линейном масштабе на щели составляет 0,08 мм. Расфокусировка же резкого на щели  $S$  объекта в плоскости каждой из кассет не превышает 0,01 мм. В кассетной части имеется четыре неподвижных окна шириной в 2 см. Все четыре кассеты, рассчитанные на фотопластинки с размерами  $13 \times 18$  см, собраны вместе на одной плите, которая может передвигаться по специальным направляющим в вертикальном направлении от мотора или вручную. При этом перемещение можно осуществлять скачкообразно через заданный интервал по высоте или же непрерывно. Скачкообразное передвижение может происходить автоматически после срабатывания релейного затвора. Величина выдержки устанавливается на пульте затвора по заранее проверенной шкале. Наименьшей выдержкой является 0,01 сек, а наибольшей 90 сек. Еще большие выдержки могут быть произведены непосредственно от тумблера релейного блока. Таким образом, в зависимости от величины шага перемещения на фотопластинке подряд автоматически через малые интервалы времени (порядка десятых секунды) может быть получена с одной выдержкой серия спектрограмм. Каждая из кассет имеет свой наклон на кассетной плите, так как пучки от зеркал  $M$  падают под разными углами. Внутри спектрографа установлена система диафрагм для устранения рассеянного света от коллиматорного зеркала.

При работе в разных участках спектра приходится в прорези кассетных окон устанавливать специальные светофильтры для выделения нужных порядков. Для спектрофотометрии солнечных образований наиболее выгоден второй порядок. Избранными стандартными участками (их можно изменить, меняя взаимное расположение зеркал  $M$ ) обычно являются: участок с линией  $H_{\alpha}$ , участок с линиями  $D_1$  и  $D_2$  (Na) и  $D_3$  (He), участок с линией  $H_{\beta}$  и участок с линиями H и K (Ca II). Длина каждого из участков 150 Å, все они вместе покрывают 600 Å. Это дает возможность одновременного фотографирования спектральных линий, наиболее важных для физики солнечной атмосферы. Поскольку решетка имеет следующие характеристики: размеры  $14 \times 15$  см и число штрихов  $600 \text{ мм}^{-1}$ , обратная дисперсия во втором порядке составляет  $1,2 \text{ мм}/\text{Å}$ , слабо меняясь по спектру от кассеты к кассете. Для измерения магнитных полей фотографическим способом и для изучения поля лучевых скоростей в фотосфере Солнца используются четвертый и пятый порядки. Дисперсия в четвертом порядке составляет  $3,7 \text{ мм}/\text{Å}$ . Она вполне достаточна для измерения смещений фраунгоферовых линий порядка нескольких мÅ. Средняя квадратическая ошибка в измерении лучевой скорости в таком случае не превысит 100 м/сек при измерении доплеровских смещений узких линий.

Несомненным достоинством четырехкамерных (или многокамерных) спектрографов является их высокая эффективность в смысле использования диспергированного света. В угле блеска решетки оказывается всего три или четыре порядка, заключающих в себе наиболее интенсивную часть солнечного спектра. Поэтому при спектрографировании объектов на диске на современных фотопластинках (типа пластинок ORWO ZP3, ZU1, ZU2) можно работать с выдержками 0,1 сек и даже 0,05 сек. Кроме того пулковский спектрограф позволяет получать трехмерную спектральную информацию о том или ином участке солнечной поверхности.

Спектрограф с эшеле (эшельный спектрограф) несколько отличается от спектрографов по схеме Эберта — Фасти. В отличие от обычных плоских решеток, штрихи которых имеют лишь незначительный наклон, обеспечивая

концентрацию света в первых порядках в заданной области спектра, штрихи эшеле сильно скошены, так что эшеле правильнее называть отражательным эшеленом с большим числом элементов. На практике в солнечных спектрографах используются эшеле с числом штрихов от 50 до 100 на 1 мм. Лучший солнечный спектрограф с эшеле установлен в Крымской астрофизической обсерватории. Хорошая эшеле, изготовленная Ф. М. Герасимовым, дала возможность реализовать разрешающую силу, близкую к теоретической. Поскольку работа с эшеле рассчитана на одновременное фотографирование спектра во многих порядках, которые взаимно переналагаются, а длина непрерывающегося участка составляет, как правило, всего 100—200 Å, то необходимо ввести скрещенный с эшеле дополнительный диспергирующий элемент. Благодаря этому вводится вторая дисперсия в направлении, перпендикулярном к дисперсии эшеле, и спектр эшеле развивается на серию узких

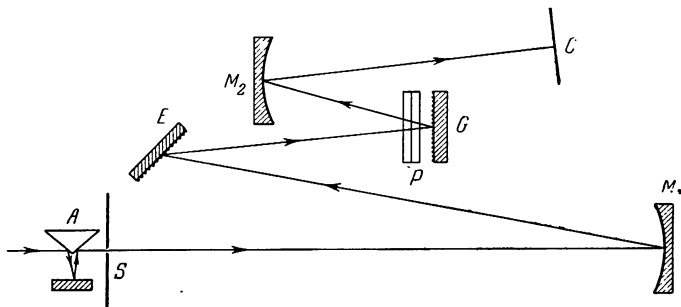


Рис. 277.

полосок, каждая из которых дает чистый от переналожения спектр сравнительно небольшого участка. В спектрографе Крымской обсерватории на фотопластинке получается 26 полосок спектра, каждая шириной в 3 мм. Ими перекрывается весь видимый спектр Солнца от 3000 до 7000 Å.

Схема кримского спектрографа с эшеле представлена на рис. 277. Плоскость чертежа соответствует плоскости дисперсии эшеле. Пучок из входной щели  $S$  падает на коллиматорное зеркало  $M_1$  ( $f=10$  м,  $d=230$  мм), затем на эшеле  $E$  с числом штрихов 50 на 1 мм и площадью  $80 \times 110$  мм; параллельный пучок от эшеле падает на разделительный диспергирующий элемент, состоящий из призмы  $P$  и решетки  $G$  и разводящий спектры разных порядков в плоскости, перпендикулярные к плоскости чертежа. Камерное зеркало  $M_2$  ( $f=3,5$  м,  $d=250$  мм) строит в своей фокальной плоскости изображение полосок спектра. При этом важно сделать минимальными углы между параксиальными пучками  $EG$  и  $GM_2$ , с одной стороны, и  $M_2C$  — с другой, с тем, чтобы избежать внеосевых aberrаций. Для уменьшения влияния астигматизма, вызванного поступательной ошибкой деления и кривизной штрихов, кассета с пластинкой была сдвинута в сторону от оси, что привело к появлению астигматизма обратного знака, который компенсировал астигматизм решетки. Крымский спектрограф позволяет при выдержке 0,5—1,0 секунды получить весь солнечный спектр (диск) одновременно от 3700 до 6600 Å, если перед пластинкой в красной части спектра установлен светофильтр, ослабляющий свет и убирающий рассеянный свет от второго порядка решетки  $G$ . Необходимо также устранить боковую по отношению к щели атмосферную дисперсию. Зеркальный блок  $A$  располагает атмосферный спектр вдоль щели.

Известным недостатком эшеленных спектрографов является малая концентрация света (свет распределяется по большому числу порядков) и связанные с этим большие выдержки (в 5—10 раз больше, чем для обычных спек-

трографов). Однако тогда, когда требуется при умеренной разрешающей силе получить снимки всего видимого спектра, такие спектрографы просто незаменимы. Опыт Крымской обсерватории показал, что особенно эффективным является применение эшелюного спектрографа для изучения солнечных вспышек.

Простые спектрофотометры представляют собой обыкновенные спектрографы, построенные по схеме Эберта — Фасти, с выходной щелью, как в случае вакуумного спектрофотометра обсерватории Мак-Мас Халберт. Эти спектрофотометры в настоящее время почти совершенно вытеснены из практики точной спектрофотометрии спектрофотометрами двойной дифракции. Первый такой спектрофотометр был создан в Пулковской обсерватории.

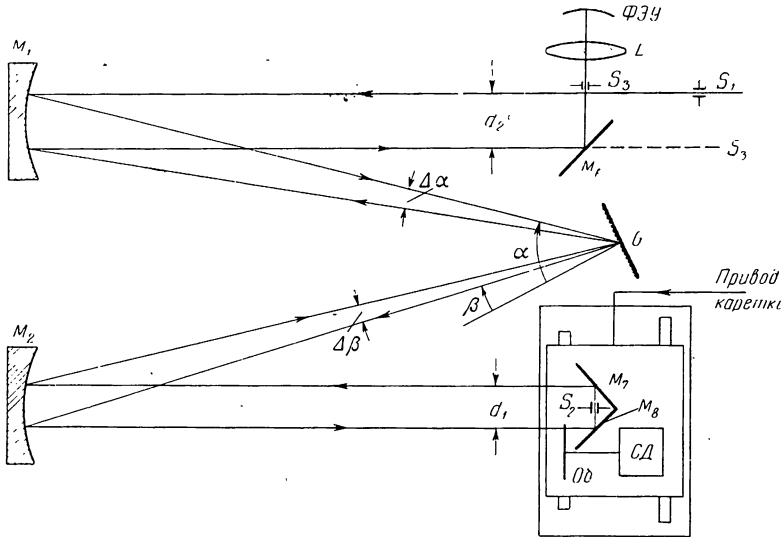


Рис. 278.

В. Н. Карпинским на основе двухкамерного изотермического спектрографа. Еще ранее, когда еще не шла речь о создании на принципе двойной дифракции спектрофотометров, построенный в Львове А. А. Копыстьянским и В. Е. Степановым спектрограф двойной дифракции показал ряд аномалий в распределении энергии в спектре, которые говорили за то, что эффект двойной дифракции не сводится только к удвоению дисперсии и увеличению разрешающей силы. П. П. Козак и А. А. Копыстьянский нашли, что при определенных условиях «дұхи» от соседних участков спектра, попадающие на выходную щель спектрофотометра, практически не вносят искажений в профиль линии.

В спектрофотометре В. Н. Карпинского «дұхи» и рассеянный свет в спектрографе устраняются полностью. В спектрограф, построенный по схеме Эберта — Фасти, вводятся дополнительные блоки (рис. 278). Зеркальный эккер  $M_7$ ,  $M_8$ , промежуточная щель  $S_2$  и модулятор  $Об$  установлены на специальной каретке. Зеркала эккера сделаны из пирекса и поставлены на оптический контакт с основанием, изготовленным также из пирекса. Эти детали составляют одно целое, чем обеспечивается высокое постоянство угла эккера. Отступления поверхностей зеркал от плоскости не превышают одной десятой длины волны. Между зеркалами эккера установлена вторая щель  $S_2$ , на которую проектируется изображение спектра, строящееся камерным зеркалом  $M_2$  после первой дифракции от решетки  $G$ . Эта вторая щель играет весьма важную роль в

устранении духов решетки. Ее ширина выбирается такой, чтобы ближайшие дұхи оказались за ее пределами. Тогда щель  $S_2$  выделит из спектра узкую монохроматическую полосу. После вторичной дифракции на выходной щели  $S_3$  появится эта полоска, окруженная дұхами, которые будут срезаны этой щелью, так как ширина щели  $S_2$ , определяющая собой чистоту профиля линии, выбирается всегда очень узкой. При этом в щель  $S_3$  может попасть

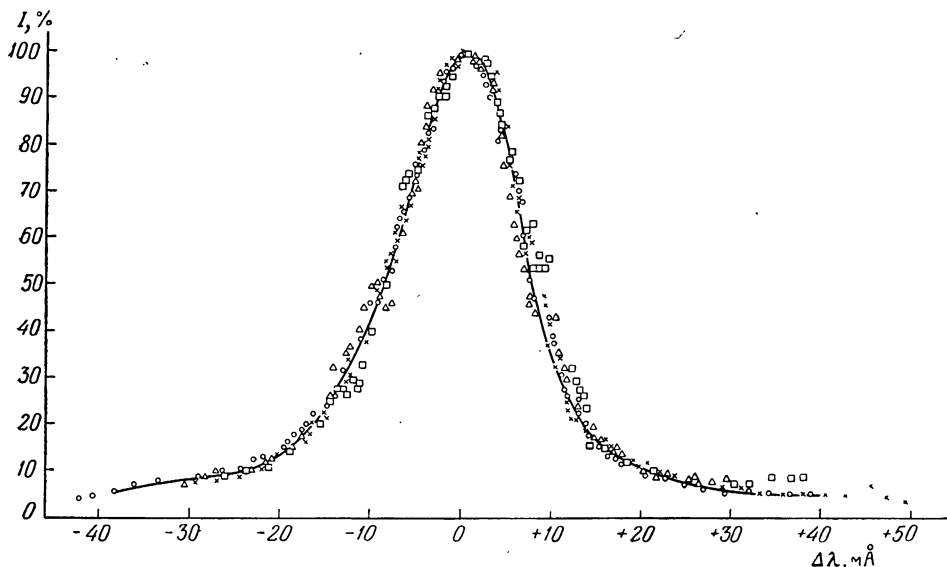


Рис. 279.

только часть дұхов, возникающих при второй дифракции. Их суммарный свет — очень малая величина, лежащая в настоящее время далеко за пределами точности измерений. Важно отметить, что наличие щели  $S_2$  помогает резко уменьшить интенсивность налагающегося на спектр остаточного «белого» света, небольшое количество

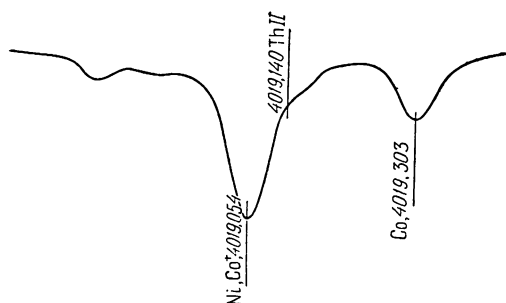


Рис. 280.

которого всегда остается в спектрографе от рассеяния на коллиматоре и на пылинках на решетке, от отраженного в сторону нулевого порядка и т. п. После прохождения щели  $S_2$  этот свет при вторичной дифракции разлагается в спектр и практически уже не попадает в щель  $S_3$ . В  $S_3$  попадает только часть «белого» света, которая будет идти непосредственно в эту щель. В модели В. Н. Карпинского

остаточный рассеянный свет меньше 0,1% от непрерывного фона спектра. Вместе с «дұхами» в спектрофотометре срезаются и далекие крылья инструментального профиля. Усредненный инструментальный профиль из нескольких записей в четвертом порядке приведен на рис. 279.

В 1960—1962 гг. спектрофотометр Карпинского был уникальным прибором по достигнутой его автором точности в смысле устранения рассеянного света и сведения к минимуму (до 0,1%) случайных ошибок записи. В настоящее время такие приборы имеются на Китт Пик (США), в Утрехте (Голлан-

дия) и в других местах. Образец записи солнечного спектра представлен на рис. 280. На участке спектра около линии  $\lambda=4019,054 \text{ \AA}$  отчетливо видна слабая линия ионизованного тория  $\lambda=4019,140 \text{ \AA}$ .

**§ 181. Спектрографический метод получения трехмерной информации об избранных площадках на диске Солнца.** Каждая полученная от того или иного солнечного образования спектрограмма несет в себе двумерную информацию. Она дает нам распределение энергии в том или другом участке спектра для каждой точки изображения на щели спектрографа. Таким образом, получается информация по длине волны от некоторого  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$  (границы участка) и по направлению, определяемому положением щели спектрографа на диске Солнца, в интервале, равном длине щели. Что происходит в соседних с данным положением щели местах, остается не известным. Как мы увидим дальше, солнечные монохроматоры являются также приборами, дающими только двумерную информацию, хотя она может быть получена и сразу для нескольких фиксированных узких полосок спектра, внутри которых интенсивность усредняется в процессе измерения или фотографирования. Возможность получения трехмерной спектрографической информации была заложена в примитивном приборе для регистрации больших лучевых скоростей на диске, изобретенном и построенном Деландром еще в 1894 г. Спектрограф, соединенный с маленьким рефрактором и целостной установкой, мог перемещаться скачками через равные интервалы времени по изображению диска. Одновременно смещалась на небольшое расстояние фотопластинка. Из спектра второй щелью (диафрагмой) выделялась одна спектральная линия ( $H_\alpha$  или K). На пластинке получались узкие полоски спектра, содержащие данную линию от последовательности соседних участков диска. В приборе Деландра существовала возможность покрыть такими полосками весь диск и по доплеровским смещениям линий судить о лучевых скоростях. Спектрорегистраторы скоростей ввиду грубости даваемой ими картины не получили широкого распространения. Наиболее эффективным было их применение на обсерватории Мичиганского университета для изучения лучевых скоростей протуберанцев.

Недавно метод Деландра в измененном виде был применен С. Г. Мамедовым и Е. Ш. Оруджевм в Шемахинской астрофизической обсерватории для изучения движения хромосферных спикул. Метод С. Г. Мамедова отличается большой простотой и изяществом. Скачкообразное движение вовсе устраняется из процесса регистрации линии. Вместо этого на строго определенную величину изменяется скорость хода часового механизма целостата. Изображение Солнца начинает медленно перемещаться по щели. В это время специальная автоматическая фотокамера, установленная в касетной части спектрографа, через малые интервалы времени (которые можно устанавливать в зависимости от поставленной задачи) производят ряд снимков сквозь узкую диафрагму в плоскости изображения спектра. При этом фотопленка каждый раз смещается на ширину вырезанной полоски спектра. Получается серия полосок, полностью воспроизводящая все доплеровские смещения в линии в избранном участке диска. Применяемые выдержки должны быть достаточно короткими, чтобы во время фотографирования одной полоски изображение диска не сместилось на величину, большую величины эффективного разрешения на щели. Метод Мамедова не требует наличия сложной аппаратуры и может применяться на любой обсерватории, где есть солнечный телескоп со спектрографом. Поскольку регистрация лучевых скоростей дает нам в итоге распределение этих величин по избранному участку диска, мы здесь имеем дело с получением двумерной информации.

Метод получения трехмерной информации был впервые разработан по идее В. А. Крота и применен Х. И. Абдусаматовым и М. Н. Стояновой.

Для наблюдений по этому методу оказался весьма подходящим четырехкамерный изотермический спектрограф Пулковской обсерватории. Вместо того, чтобы фотографировать избранные линии, мы имеем возможность через малые интервалы времени снимать спектрограммы четырех участков спектра, протяженность каждого из которых составляет 160 Å. Обычно выбираются уже упоминавшиеся участки. Кассеты могут автоматически скачками передвигаться через интервалы 5, 10 или 15 мм. Этим определяется и высота щели, которая во избежание переналожения спектров и для того, чтобы иметь между спектрами чистые от засветки промежутки, должна быть примерно на 1 мм меньше интервала передвигки. Экспонирование происходит автоматически после передвигки кассет. Поскольку экспонирование имеет скачкообразный характер, то весь процесс съемки был назван *эскалированием*. Изображение Солнца при этом движется равномерно по щели. Последовательность спектрограмм дает трехмерную информацию о физических процессах в проэскалированном участке. Двумя измерениями служат две координаты на изображении, а третьим является длина волны. Каждая спектрограмма дает нам фотометрический разрез по длине волны (непрерывный спектр, профили спектральных линий) для каждой точки проэскалированного участка. Расстояния между разрезами должны определяться эффективным разрешением (при данном атмосферном «смазе» изображения) и размерами изучаемых объектов. Таким наименьшим расстоянием у нас является  $1''$ . Размеры проэскалированного участка зависят от числа разрезов (спектрограмм) и от принятой при работе высоте щели. Так, например, он может быть сделан  $44'' \times 31''$ . Как мы видим, в настоящее время трехмерная информация пока может быть получена для сравнительно мало протяженных объектов. Осуществленный сейчас переход с пластинок на фотопленку может увеличить размеры эскалируемого участка до  $150'' \times 150''$  и более, так как размеры пленочных бобин принципиально ничем не ограничены. Весьма существенным является требование, чтобы время эскалирования не превышало времени, в течение которого возможны заметные изменения в наблюдаемом объекте. Например, при наблюдениях грануляции и солнечных вспышек оно не должно превышать 1 минуты, а при наблюдениях факелов и пятен может составлять 10 минут и более. В нашей практике время эскалирования обычно было равно 52 секундам.

**§ 182. Спектрогелиографы и спектрогелиоскопы.** Переходя от спектрографов к монохроматорам, мы в первую очередь начнем описание приборов этого типа со спектрогелиографов. Вообще *монокроматором* является всякий прибор, дающий двумерную информацию о распределении какой-либо физической характеристики (яркость, лучевая скорость, магнитное поле и т. п.) на солнечном диске путем выделения из спектра очень узких полосок, внутри которых данная величина может быть усреднена. Такие полоски могут быть выделены из центральных частей спектральных линий или из их крыльев. Простейшими солнечными монохроматорами являются спектрогелиографы и спектрогелиоскопы. Первые представляют собой обыкновенные спектрографы с введенной вторичной щелью (или несколькими щелями, если имеется несколько камер), вырезающей из изображения спектра фиксированный участок линии, например, ее центральную часть, и движущейся в кассетной части фотопластинкой. Движение фотопластинки должно быть синхронизовано с движением солнечного изображения на щели спектрографа. Недостатки в механической системе, обеспечивающей синхронизацию, дают деформированное изображение Солнца или полосы разной плотности на снимке («зевру»).

Важным условием получения хороших спектрогелиограмм является так называемый *принцип* (или условие) *соответствия*, введенный Петтитом. Поскольку изображение формируется светом, прошедшим через выходную щель, то при непрерывном движении изображения и фотопластинки моно-

хроматическое изображение будет интегралом переналожения монохроматических полосок после прохождения выходной щели. Предположим, что, расширив обе щели (входную и выходную), мы наблюдаем через вторую щель центральную часть спектральной линии (например,  $H_{\alpha}$ ). При движении в первую щель края солнечного диска он в зависимости от числа отражений в приборе (четного или нечетного) может появиться на пластинке или так что каждая полоска последовательно будет «подходить» к предыдущей, составляя единое изображение (как на рис. 281, а), или же изображение в полосках будет повернуто на  $180^{\circ}$  и внутри каждой полоски направление к центру диска будет противоположным этому направлению на монохроматическом изображении в целом (рис. 281, б). На рисунке мы видим край диска с каким-нибудь объектом над краем (солнечная вспышка, протуберанец). При четном числе отражений условие соответствия соблюдается (случай рис. 281, а).

В связи с изобретением интерференционно-поляризационных светофильтров (ИПФ), которые позволили фотографировать в свете монохроматической полоски сразу весь солнечный диск, казалось, что спектрогелиографы уже сыграли свою роль и их следует отнести к устаревшей технике. Однако недавние работы, выполненные Шили с прекрасным спектрогелиографом на Китт Пик, работы, ведущиеся многими исследователями на трехкамерном спектрогелиографе Сакраменто Пик, и работы Т. Т. Цапа, выполненные на двухкамерном спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории, показали, что благодаря возможности использования очень узких монохроматических пучков (с шириной меньше  $0,1 \text{ \AA}$ ) и малому рассеянному свету в спектрогелиографах, во многих случаях эти приборы имеют явные преимущества перед ИПФ. Подробное описание многих из существующих спектрогелиографов можно найти в первом томе второго издания данного курса

Разновидностью спектрогелиографов является *спектрогелиоскоп*, предназначенный в основном для визуальных наблюдений Солнца в линии  $H_{\alpha}$ . Первый прототип употребляемого и сейчас стандартного спектрогелиоскопа был установлен Хейлом в 1923 г. в Пасадене (США). Стандартный спектрогелиоскоп, предназначавшийся для службы Солнца и в первую очередь для наблюдений солнечных вспышек, в настоящее время почти полностью вытеснен ИПФ, но в 30—40 гг. нашего века он был основным прибором Международной службы Солнца. В СССР стандартные спектрогелиоскопы были установлены в Ташкенте, Симеизе, Харькове и Абастумани.

В спектрогелиоскопе изображение Солнца (первичное и монохроматическое) перемещается относительно неподвижных щелей посредством так называемых призм Андерсона, которые представляют собой параллелепипеды квадратного сечения. Перед верхней (входной) и нижней (выходной) щелями устанавливаются две такие призмы, жестко связанные друг с другом и отъюстированные на совпадение осей. При равномерном вращении всего приспособления вокруг общей оси посредством электромотора на первую щель приходят последовательно различные участки солнечного изображения. Все эти участки также последовательно проходят перед второй щелью и, попадая на нижнюю призму Андерсона, создают в окуляре монохроматическое изображение участка солнечного диска, равного произведению высоты щели на амплитуду колебания изображения. Это изображение состоит из неодновременно возникающих в окуляре полосок, но при быстром вращении призм все они сливаются и видны наблюдателю одновременно.

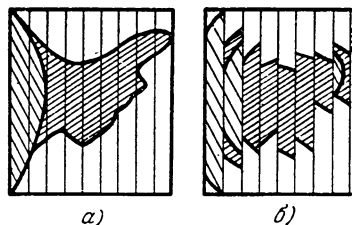


Рис. 281.

Стандартный спектрогелиоскоп (рис. 282) устанавливается в плоскости меридиана и, по сути дела, является примитивным солнечным телескопом со спектроскопом-монохроматором. Целостатное зеркало имеет диаметр 14 см, второе плоское зеркало — 12 см (оно управляется двумя ключами-штангами наблюдателем, сидящим у окуляра). Изображение Солнца строится однолинзовым 10 см объективом с фокусным расстоянием 5,5 м. Поскольку монохроматор работает только в одной линии, то нет смысла в использовании ахроматических линз. Фокусировка объектива производится также посредством штанги от места наблюдателя. Сам спектрогелиоскоп помещается в темном

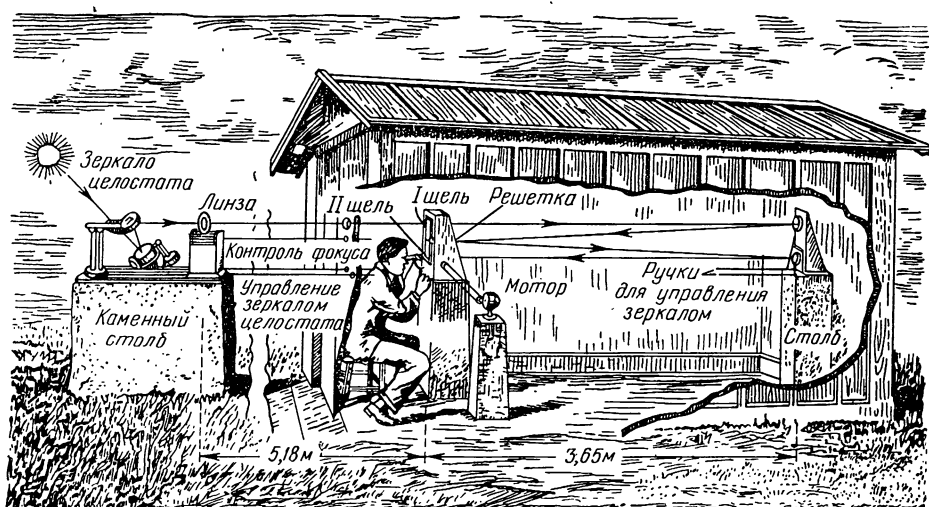


Рис. 282.

павильоне. На первом столбе около наблюдателя на одной станине укреплены: узел дифракционной решетки, обе щели (входная и выходная), приспособление Андерсона; мотор к последнему устанавливается на отдельном столбе, чтобы вибрации от него не передавались на оптику прибора. Два вогнутых сферических зеркала диаметром 8 см и фокусным расстоянием в 4 м расположены в втором фундаменте. Первое (верхнее) зеркало является коллиматорным, а второе (нижнее) камерным. Решетка имеет заштрихованную площадь  $6 \times 8$  см с числом штрихов 600 на 1 мм и с концентрацией света в первом порядке. При обратной линейной дисперсии  $4 \text{ \AA}/\text{мм}$  употребляются щели шириной в 0,05 мм, что дает ширину монохроматического пучка  $0,2 \text{ \AA}$ . Существенной деталью спектрогелиоскопа является *сместитель линии* (line-shifter) — плоскопараллельная стеклянная пластинка толщиной в 1,5 мм, устанавливаемая в монохроматическом пучке позади второй щели. Поворот сместителя линии вокруг вертикальной оси (угол поворота отсчитывается на разделенном круге с точностью до  $0',5$ ) смещает спектр относительно второй щели. Благодаря этому мы можем быстро поворотом этой пластинки перейти от центра линии в ее крыло («синее» или «красное») и даже в непрерывный спектр. В спектрогелиоскопе имеется также приспособление для получения спектрогелиограмм, которое вводится вместо приспособления Андерсона. Теперь оно практически совсем не употребляется. Большим недостатком спектрогелиоскопа по сравнению с ИПФ является ограниченность поля зрения, которая делает невозможным одновременный обзор всего солнечного диска. В силу этого значительная (а иногда и большая) часть более слабых солнечных вспышек ускользала от наблюдателя.



§ 183. Интерференционно-поляризационные светофильтры. Спектр солнечной хромосферы, протуберанцев, вспышек содержит яркие эмиссионные линии и получение изображения Солнца в свете узкого участка спектра, вырезающего одну какую-либо спектральную линию, дает ценную информацию о распределении этого свечения на диске Солнца. В 1933 г. французским астрономом и оптиком Б. Лيو был изобретен для этой цели узкополосный интерференционно-поляризационный светофильтр или, сокращенно, ИПФ. Независимо от Лео аналогичный светофильтр был изготовлен Шведским астрономом Эманом. В Советском Союзе впервые для исследования Солнца применялся ИПФ, построенный А. Б. Гильваргом и А. Б. Северным. В настоящее время разработкой различных типов ИПФ занимается С. Б. Иоффе. ИПФ его конструкции обеспечивают службу Солнца, применяются в специальных солнечных и других исследованиях.

Принцип действия ИПФ основан на том, что параметры поляризаторов и фазовых пластинок меняются с длиной волны и различные комбинации этих элементов могут давать в пропускании то или иное спектральное распределение энергии. В ИПФ Лео поляризаторы и фазовые пластинки последовательно чередуются. Функции последних выполняют двоякопреломляющие кристаллы кварца и шпата (Эман использовал также и дихроичные поляризаторы). Основой ИПФ является интерференционно-поляризационный элемент — ступень. Ее составляют два поляризатора,  $P_1$  и  $P_2$ , и одна двоякопреломляющая прозрачная плоскопараллельная кристаллическая пластинка  $K$  (рис. 283), которая вырезается из монокристалла параллельно его оптическим осям  $\alpha$  и  $\gamma$ . Для положительных кристаллов, таких как кварц, главные показатели преломления:  $n_\alpha = n_\beta < n_\gamma$ ; для отрицательных, например, исландский шпат:  $n_\alpha < n_\beta = n_\gamma$ . Поляризаторы ориентированы так, что их главные направления взаимно параллельны, а ось кристалла составляет с ними угол  $45^\circ$ . Параллельный пучок белого света, нормально падающий на поляризатор  $P_1$ , после его прохождения линейно поляризуется. Если первоначальную амплитуду колебаний обозначить  $A_1$ , то после прохождения через кристалл они разложатся по осям  $\alpha$  и  $\gamma$  на два колебания равной амплитуды  $A_1/\sqrt{2}$ , распространяющиеся с разными скоростями соответственно разным показателям преломления  $n_\alpha$  и  $n_\gamma$  (обыкновенный и необыкновенный лучи). Эти колебания приобретают на выходе кристаллической пластинки толщиной  $l$  разность фаз

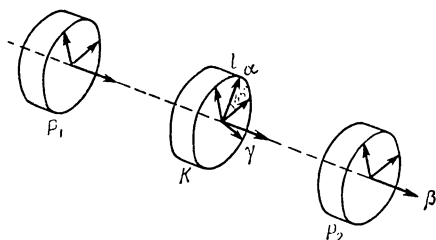


Рис. 283.

$$\varphi = \frac{2\pi\mu l}{\lambda}, \quad (5.12)$$

где  $\mu = n_\gamma - n_\alpha$  — показатель двойного лучепреломления,  $\lambda$  — длина волны. Поляризатор  $P_2$  сводит оба колебания в одну плоскость, где они интерферируют. Амплитуда результирующего колебания для первоначально белого света будет меняться с длиной волны по синусоидальному закону:

$$A_2 = A_1 \cos \frac{\varphi}{2} = A_1 \cos \frac{2\pi\mu l}{\lambda}. \quad (5.13)$$

Энергетическое пропускание ступени, пропорциональное квадрату амплитуды, выразится следующим образом:

$$\tau = \frac{A_2^2}{A_1^2} = k \cos^2 \frac{\pi\mu l}{\lambda}. \quad (5.14)$$

Коэффициент  $k$  принимает значение 1 для случая, когда первоначальный световой пучок линейно поляризован в плоскости, совпадающей с главным направлением поляризатора  $P_1$ , и значение 0,5 для естественного белого света. В других случаях он может иметь различные значения в зависимости от степени поляризации и ориентации плоскости поляризации первоначального света.

Формула (5.14) показывает, что спектр прошедшего через ступень ИПФ белого света представляет собой чередующиеся максимумы и минимумы

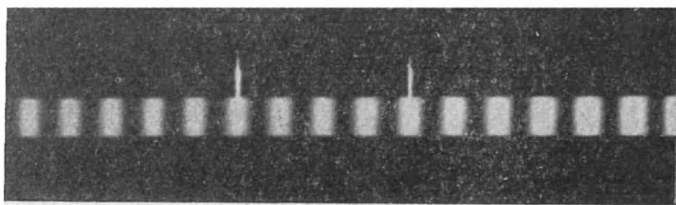


Рис. 284.

(рис. 284). Вид этой интерференционной картины определяется спектральным распределением волновой разности хода

$$N = \frac{\mu l}{\lambda}. \quad (5.15)$$

Длины волн максимумов  $M$  и минимумов  $m$  отвечают соответственно условиям:

$$\frac{\mu l}{\lambda_M} = N_M \quad (N_M = 0, 1, 2, \dots) \quad \text{и} \quad \frac{\mu l}{\lambda_m} = N_m \quad \left(N_m = \frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}, 2\frac{1}{2}, \dots\right).$$

Интервал длин волн  $\Delta\lambda$  между соседними максимумами или минимумами соответствует такому изменению  $\lambda$ , при котором числа  $N_M$  или  $N_m$  изменяются на единицу и, как видно из формулы (5.15), определяется толщиной кристаллической пластины  $l$  и показателем двойного лучепреломления  $\mu$ . Так, например, чтобы уменьшить этот интервал примерно вдвое, можно взять кристаллическую пластинку вдвое толще либо пластинку той же толщины, но из другого кристалла с вдвое большим  $\mu$ . При этом прежние максимумы останутся на своих местах и к ним добавятся новые. Однако следует иметь в виду, что с изменением  $\lambda$  меняется и  $\mu$ , поэтому выражение для  $\Delta\lambda$  получается дифференцированием по  $\lambda$  основного выражения (5.15). Оно имеет следующий вид:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\mu l} \left( \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}} \right). \quad (5.16)$$

До сих пор речь шла об одной ступени. Если же расположить последовательно  $n$  одинаково ориентированных ступеней по возрастающей вдвое толщине кристаллических пластинок

$$l_n = l_1 \cdot 2^{n-1}, \quad (5.17)$$

как предложили и Лию и Эман (что эквивалентно стопе из чередующихся кристаллических пластинок и поляризаторов, начинающейся и заканчивающейся поляризатором) и к каждой из них отнести рассуждения, приведенные выше для одной ступени, то окажется, что спектральное распределение интен-

сивности света, пропущенного такой стопой, описывается произведением пропускания составляющих ее ступеней соответственно формуле (5. 14). Для первоначально белого света пропускание стопы, состоящей из  $n$  ступеней, будет

$$\tau = 0,5 \cos^2 \frac{\pi \mu l}{\lambda} \cos^2 \frac{2\pi \mu l}{\lambda} \cos^2 \frac{4\pi \mu l}{\lambda} \dots \cos^2 \frac{2^{n-1} \pi \mu l}{\lambda} \dots \quad (5. 18)$$

Рисунок 285 иллюстрирует пропускание шести отдельных ступеней

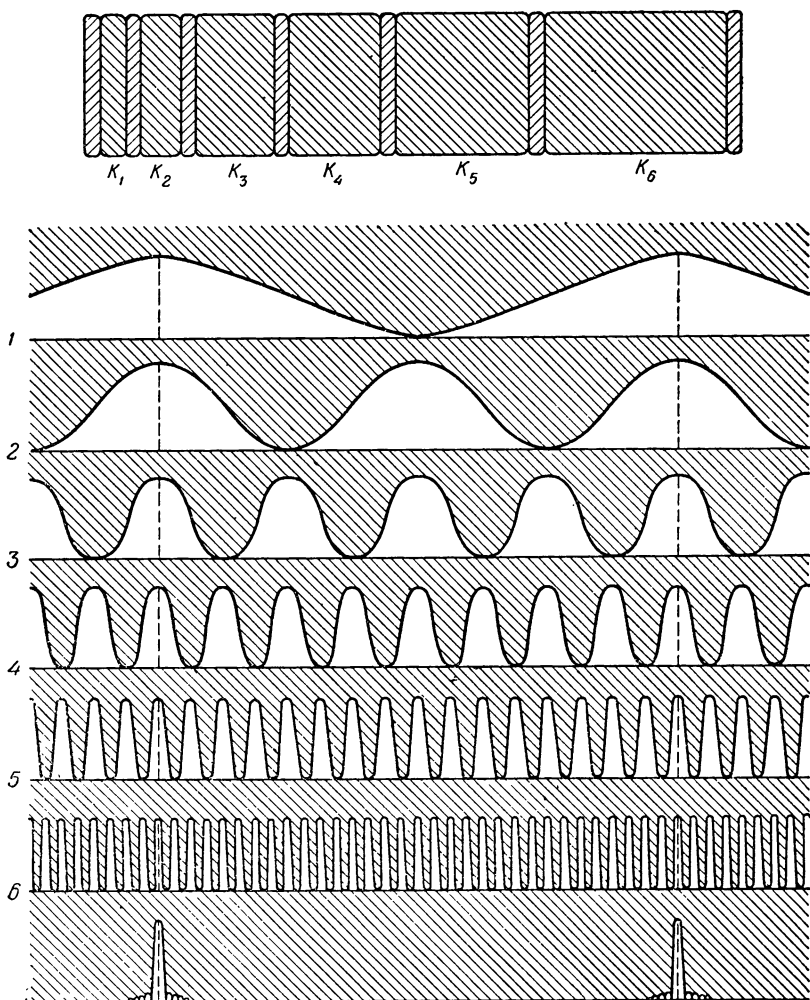


Рис. 285.

$K_1 \dots K_6$  и результирующее их пропускание. Очевидно, что здесь представляется возможность выделить в спектре ряд узких, далеко отстоящих друг от друга полос. Если дополнительными светофильтрами (обычными поглощающими или интерференционными) срезать все ненужные максимумы и оставить лишь один, представляющий интерес, то такую систему можно квалифицировать как монохроматор или как узкополосный светофильтр. Формула (5. 18) простыми тригонометрическими преобразованиями может быть

приведена к следующему виду:

$$\tau = \frac{0,5 \sin^2 \left( 2^n \frac{\pi \mu l}{\lambda} \right)}{2^{2n} \sin^2 \left( \frac{\pi \mu l}{\lambda} \right)} = \frac{0,5 \sin^2 \left( 2^n \frac{\varphi}{2} \right)}{2^{2n} \sin^2 \left( \frac{\varphi}{2} \right)}. \quad (5.19)$$

Следует заметить, что формула (5.19) аналогична формуле для результирующей интенсивности при интерференции многих лучей числом  $2^n$ , амплитуды колебаний которых равны, а фазы возрастают в арифметической прогрессии, как, например, для дифракционной решетки с числом штрихов  $2^n$ .

Но в случае решетки разность хода  $N\lambda$  обусловлена постоянной решетки и углом дисперсии, у ИПФ же она определяется параметром  $\mu l$ .

Из выражений (5.18) и (5.19) очевидно, что ИПФ имеет максимумы пропускания для каждого значения  $\lambda$ , обращающего дробь  $\mu l / \lambda$  в целое число. Для значений  $\lambda$ , обращающих в целое число дробь  $2^n \mu l / \lambda$ , пропускание сводится к нулю. Промежуточным  $\lambda$  соответствует ряд вторичных максимумов, число которых между двумя главными максимумами составляет  $2^n - 2$  и, если  $n$  велико, их интенсивность быстро стремится к нулю по мере удаления от главного максимума.

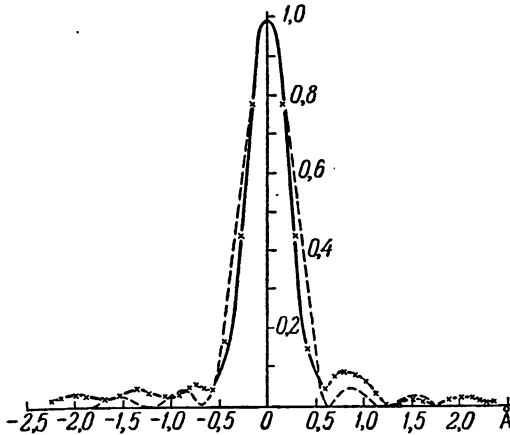


Рис. 286.

Эти максимумы образуют фон между основными. По оценкам разных авторов, на фон приходится 11% всей пропущенной ИПФ энергии. В реальном ИПФ фон еще выше, так как в рассуждениях не принимались во внимание ни паразитное отражение оптическими поверхностями, ни рассеяние на оправках оптических деталей. Если примененные поляризаторы не полностью поляризуют свет, то проникает посторонняя радиация, увеличивающая эквивалентную ширину пропускания фильтра. Недостаточная точность обработки поверхностей оптических деталей ИПФ также приводит к расширению полосы и к увеличению фона. В связи с этим С. Б. Иоффе разработал специальную методику контроля качества оптических деталей в процессе их изготовления.

Расстояние  $\Delta\lambda$  между максимумами определяется ступенью с самой тонкой кристаллической пластинкой и вычисляется по формуле (5.16). Нужно еще заметить, что в силу того, что  $\mu$  зависит от  $\lambda$ , т. е. существует дисперсия показателя двойного лучепреломления, полосы пропускания в синей и красной частях спектра чередуются с разной частотой. Так, например, для кварцевой пластины толщиной  $l \approx 0,5$  мм соседние максимумы в синей части располагаются через 200 Å, а в красной — через 600 Å.

Полуширина полосы пропускания ИПФ или просто полоса пропускания (спектральный интервал между половинными значениями максимального пропускания полосы)  $\delta\lambda$  определяется самой толстой пластинкой толщиной  $l_n = 2^{n-1} l_1$ :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\mu l_n} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}}. \quad (5.20)$$

На рисунке 286 представлен вычисленный (прерывистая линия) и эмпирический (сплошная линия) профили полосы пропускания ИПФ для линии водорода  $H_{\alpha}$   $\lambda=6563$  Å с полосой пропускания  $0,5$  Å. Если желательно увеличить полосу пропускания ИПФ, например, вдвое, достаточно исключить последнюю, самую толстую кристаллическую пластинку. Для этого ее можно просто вывести из стопы, либо можно повернуть на угол  $45^\circ$  и тогда оптическая ось кристалла совпадет с плоскостью поляризации поляризаторов и тем самым будет исключено ее оптическое действие. Удобнее именно поворачивать кристаллы, а не выводить их из пучка, так как при этом сохраняется оптическая толщина, что существенно для сохранения фокусировки, когда ИПФ работает в сходящемся пучке. Для оптического выключения последней пластины существует еще ряд способов, связанных с выводом соответствующих поляризаторов.

Отношение спектрального интервала  $\Delta\lambda$  между соседними главными максимумами пропускания к ширине полосы пропускания  $\delta\lambda$  определяется числом ступеней:

$$\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = 2^n. \quad (5.21)$$

В формуле (5.15), как уже было сказано,  $\mu$  является функцией  $\lambda$ , но, кроме того, и  $\mu$  и  $l$  являются функциями температуры кристаллической пластинки. Изменение температуры приводит к смещению по спектру всей интерференционной картины, притом одинаковому для пластин разной толщины, но из одного материала. Эффект, связанный с изменением  $\mu$  от температуры, во много раз превосходит эффект, обусловленный зависимостью  $l$  от температуры. Для кварца он больше примерно в 10 раз. Величину смещения  $\Delta_t\lambda$  можно определить путем дифференцирования формулы (5.15) по  $t$  и по  $\lambda$ :

$$\Delta N = \frac{\mu l}{\lambda} \left( \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial t} + \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial t} \right) \Delta t + \frac{\mu l}{\lambda^2} \left( \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \lambda} - 1 \right) \Delta \lambda,$$

откуда при  $\Delta N=0$  (смещение ведь всюду одинаково)

$$\frac{\Delta_t \lambda}{\lambda} = \left( \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial t} + \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial t} \right) \left( \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}} \right) \Delta t. \quad (5.22)$$

Например, изменение температуры на  $1^\circ\text{C}$  в исландском шпате дает смещение в области зеленой ртутной линии  $\lambda=5461$  Å на  $0,31$  Å. Если мы задаемся допуском смещения полосы по спектру в  $0,1$  ее ширины, то для ИПФ с шириной полосы пропускания  $0,5$  Å, содержащего пластины из шпата, необходима точность термостатирования  $\pm 0,16^\circ\text{C}$ . В ИПФ, используемых в открытых павильонах, где температура меняется в широких пределах, при наблюдениях Солнца, когда через ИПФ проходит прямая нагревающая прибор солнечная радиация, соблюсти такие жесткие условия термостатирования очень трудно. Это приводит к необходимости создания специальной системы точного термостатирования, что особенно важно для толстых кристаллических пластин. Разработанный С. Б. Иоффе и Т. А. Смирновой принцип термической компенсации ступени ИПФ в значительной степени устраняет указанную трудность и позволяет фиксировать и воспроизводить положение в спектре полосы пропускания ИПФ. Он заключается в том, что в ступень вводятся две кристаллические пластинки из разных материалов, обладающих разным ходом температурной зависимости показателя двойного лучепреломления  $\mu$ . Пластины ориентируются так, что оптические оси в кристалле одной повернуты под углом  $90^\circ$  к другой — на вычитание. Тогда их волновые разности хода имеют противоположный знак и  $N=N_2-N_1$ . Если в выражении, которое получается в результате дифференцирования основной формулы (5.15)

по  $t$  и по  $\lambda$ ,

$$\frac{\Delta_t \lambda}{\lambda} = \frac{B_1 B_2 (N_2 A_2 - N_1 A_1)}{N_1 B_2 - N_2 B_1} \Delta t, \quad (5.23)$$

выполняются условия:

$$\left. \begin{aligned} N_2 A_2 - N_1 A_1 &= 0, \\ N_1 B_1 - N_2 B_2 &\neq 0, \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

где через  $A$  и  $B$  соответственно индексам двух пластинок обозначены:

$$A = \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial t} + \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial t}; \quad B = \frac{1}{1 - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial t}},$$

то  $\Delta_t \lambda$  остается равным нулю независимо от значения  $\Delta t$ . А это значит, что наступает термическая компенсация. Например, ИПФ для  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  с шириной полосы пропускания  $0,9 \text{ \AA}$ , имеющей ряд термокомпенсированных ступеней, допускает вблизи рабочей температуры в  $36^\circ \text{C}$  вариации температуры  $\pm 2^\circ$ , в то время как без такого устройства требовалось бы термостатирование с точностью  $\pm 0,1^\circ$ .

Температурная зависимость, с другой стороны, может быть использована для приведения максимума пропускания на нужную длину волны, а также для перемещения полосы пропускания ИПФ вдоль профиля спектральной линии, на которую он центрирован. Это в ряде случаев дает важную информацию. Такой принцип применил Лию в ИПФ, построенном из одного кварца. Если же ИПФ содержит ступени из разных кристаллов, например, из кварца и шпата, то полосу пропускания можно сместить лишь на доли ангстрема. В противном случае вследствие неодинаковости температурных смещений для разных материалов (для кварца  $0,57 \text{ \AA}$ , а для шпата  $0,31 \text{ \AA}$  на  $1^\circ \text{C}$ ), наступает рассогласование ступеней. Вторая ступень частично «запирает» первую, сильно искажается профиль пропускания, возникают дополнительные вредные максимумы.

Отклонение угла падения падающего на ИПФ светового пучка от нормали приводит к смещению полосы пропускания ИПФ в спектре, и наклоны ИПФ в небольших пределах могут быть также использованы для этой цели. Это обстоятельство становится особенно важным, когда ИПФ устанавливается в сходящемся пучке и требуется, чтобы все поле соответствовало практически одной длине волны, относящейся к середине полосы пропускания. Под полем ИПФ понимается такой телесный угол, внутри которого изменение угловых координат падающего пучка вызывает спектральное смещение всей интерференционной картины  $\delta_c \lambda$ , не превосходящее некоторого заданного предела. Оно определяется полем самой толстой из кристаллических пластинок ИПФ и обычно составляет  $1-2^\circ$ . С полем ИПФ должны быть согласованы параметры оптической системы телескопа, в котором ИПФ устанавливается. Так, повышение светосилы телескопа предъявляет к ИПФ требование широкоугольности. Увеличить угловое поле без изменения ширины полосы пропускания можно введением в ступень вместо одного кристаллического компонента толщиной  $l$  двух с толщинами  $1/2 l$  и с пластинкой в  $1/2 \lambda$  между ними. При этом волновые разности хода кристаллических пластинок складываются и суммарное  $N$  зависит только от угла падения и не зависит от положения плоскости падения. Для случая поля такого вида интерференционные полосы на бесконечности принимают вид концентрических окружностей.

Важной характеристикой ИПФ, как и всякого светофильтра, является также его коэффициент пропускания  $x$ . Для естественного света

$$x = 2^{x_k} \cdot x_p^{n+1},$$

где  $x_k$  — пропускание кристаллической части ИПФ в области его рабочей длины волны,  $x_p$  — пропускание поляризатора в той же спектральной области,  $n$  — число ступеней. Пропускание ИПФ для линии  $H_\alpha$   $\lambda=6563$  Å с шириной полосы  $0,5$  Å, изготовленных Ленинградским оптико-механическим объединением для станций службы Солнца составляет 2—3%. Если в кристаллах при отсутствии потерь на отражение  $x_k \approx 90\%$ , то в пленочных поляризаторах  $x_p$  не более 42%. Поэтому большие пропускания дают ИПФ с кристаллическими поляризаторами. По такому пути шел Лيو, хотя это делает приборы громоздкими и дорогими. Другой путь повысить пропускание — это разработка таких типов ИПФ, в которых было бы снижено количество поляризаторов относительно количества кристаллических пластинок. Так, в предложенной Эвансом трехкомпонентной ступени (рис. 287) на три кристаллические пластинки приходится два поляризатора. Первая ( $K_1$ ) и третья ( $K_3$ ) кристаллические пластинки с одинаково ориентированными осями под углом  $45^\circ$  относительно первого поляризатора ( $P_1$ ) и средней кристаллической пластинки ( $K_2$ ) имеют равные толщины  $l_1=l_3$ . Их разности фаз —  $\varphi_1=\varphi_3$ . Средняя пластинка ( $K_2$ ) имеет толщину  $l_2$  и дает разность фаз  $\varphi_2$ . Второй поляризатор повернут на  $90^\circ$  относительно первого (ориентация оптических осей показана на рис. 287 внизу стрелками). ИПФ из ступеней Эванса будет иметь число поляризаторов на  $n$  меньше, чем ИПФ Лео с такой же шириной полосы пропускания. Например, пропускание ИПФ Эванса с шириной полосы  $\delta\lambda=25$  Å и расстоянием между соседними максимумами  $\Delta\lambda=250$  Å, содержащего четыре трехкомпонентные ступени, составит 19%. Фильтр Лео с такими же характеристиками содержит семь ступеней и имеет пропускание 11%. Интенсивности вторичных максимумов в фильтрах Эванса и Лео одинаковы.

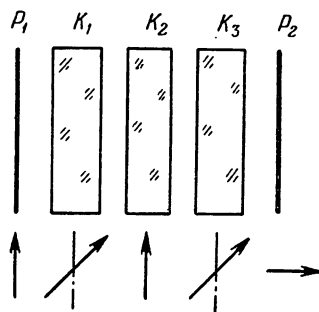


Рис. 287.

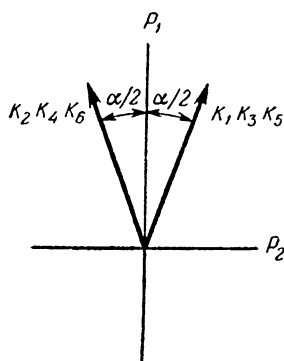


Рис. 288.

Еще дальше в смысле снижения числа поляризаторов пошел Шольц. Его мультикомпонентная ступень представляет собой набор кристаллических пластинок одинаковой толщины, вырезанных параллельно оптической оси и заключенных между двумя поляризаторами. Рис. 288 показывает относительную ориентацию кристаллических пластинок ( $K_1, K_2, \dots, K_6$ ) и первого ( $P_1$ ) и второго ( $P_2$ ) поляризаторов. Ширина полосы пропускания  $\delta\lambda$  здесь определяется суммарной толщиной пластинок, а расстояние между соседними главными максимумами  $\Delta\lambda$  — толщиной отдельной пластинки. Такой ИПФ обладает высоким пропусканием  $\sim 32\%$ , но имеет большую по сравнению с фильтром Лео интенсивность фона из-за большей (примерно в 2,5 раза) интенсивности вторичных максимумов. Спектральное распределение пропускания этого ИПФ имеет примерно тот же характер, что и пропускание ИПФ Лео из числа ступеней  $n$ . Если фильтр Шольца с такими же характеристиками в отношении пропускания составить из одной мультикомпонентной ступени, то она должна содержать число кристаллических пластинок  $2^n$ . Например, для ИПФ с шириной полосы  $\delta\lambda=2,5$  Å и расстоянием между максимумами  $\Delta\lambda=250$  Å ступень Шольца будет состоять из 80 кварцевых пластинок. Но если фильтр собрать не из одной ступени, а из нескольких, даже двух, то число пластинок уменьшится, а пропускание останется

большим, 26—27%. Хорошие результаты дает сочетание в одном ИПФ ступеней разных типов, что и используется в практике изготовления ИПФ. На рис. 289 представлены внешний вид и разрез серийного образца ИПФ для службы Солнца на линию  $H_{\alpha}$   $\lambda=6563$  Å, выпущенного по разработке С. Б. Иоффе Ленинградским оптико-механическим объединением. Фильтр двухкаскадный. Он состоит из шести однокомпонентных ступеней кварца и четырех однокомпонентных ступеней шпата при ширине полосы пропускания 0,5 Å. Поворот наружной рукояткой последней шпатовой пластинки на 45° исключает ее действие и расширяет полосу пропускания до 1 Å; если,

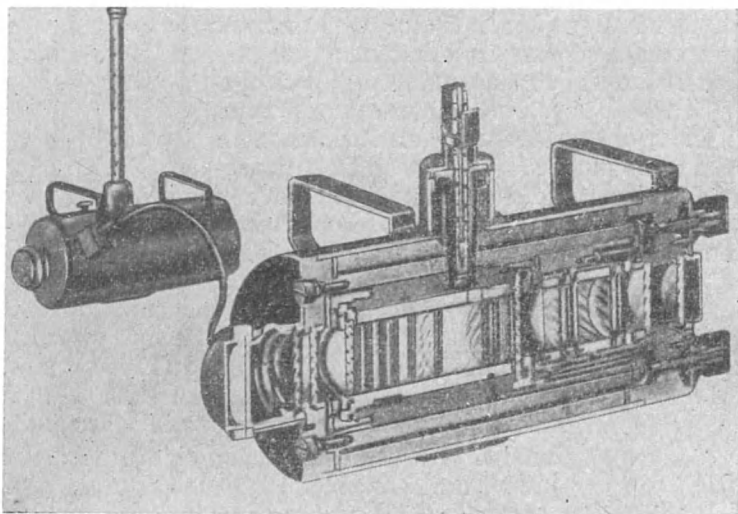


Рис. 289.

кроме этого, повернуть также и предпоследнюю пластинку, то полоса расширится до 2 Å. Пропускание фильтра при ширине полосы 0,5 Å составляет 2%. Все оптические детали собраны на иммерсии в металлической трубке. Теплозащитное стекло перед входом предохраняет прибор от нагревания прямой солнечной радиацией. Цветные стеклянные светофильтры выделяют рабочий основной максимум. В массивный кожух, обеспечивающий равномерный нагрев и термоизоляцию встроены электропечи, элементы терморегулирующего устройства, собранного в отдельном ящике, соединенном с ИПФ гибким многожильным кабелем. Этот ИПФ входит в комплект хромосферного телескопа и в течение ряда лет обеспечивает успешные наблюдения образований хромосферы на диске и на краю диска Солнца (вспышек, флоккул, волокон, протуберанцев) не только для целей службы Солнца, но и для специальных исследований.

За рубежом получили распространение ИПФ фирмы Галле (ФРГ). Такие фильтры на линию  $H_{\alpha}$  имеются и в ряде наших обсерваторий. Для увеличения прозрачности некоторые из десяти его ступеней (шесть кварцевых и четыре шпатовые) выполнены по схеме Эванса, поэтому в нем семь поляризаторов. По экспериментальным данным пропускание в центре полосы при ее ширине 0,5 Å составляет 7,2%. Шпатовые ступени и одна кварцевая сделаны широкоугольными, что позволяет использовать прибор в сходящемся пучке с относительным отверстием 1/15. Интерференционный светофильтр на входе выделяет рабочий основной максимум, выполняя одновременно и функции теп-



лозащитного стекла. Расширение полосы пропускания от 0,5 до 1,0 Å осуществляется путем вывода из светового пучка поляризатора ступени, содержащей самую толстую шпатовую пластинку.

При наблюдениях Солнца с ИПФ, для того чтобы иметь возможность сопоставлять, сводить данные разных станций, основным требованием к прибору является устойчивость наведения и удержания полосы пропускания на нужной длине волны. Радикально решает эту задачу только предложенная С. Б. Иоффе термическая компенсация, которую в дальнейшем будут иметь все отечественные ИПФ.

Со времени изобретения Лио первого ИПФ было создано много образцов и, в частности, им самим для исследований Солнца по специальным программам. Так, например, Лио впервые получил одновременно великолепные фотографии короны в линиях Fe XIV  $\lambda=5303$  Å и Fe X  $\lambda=6374$  Å и хромосферы в линии H $_{\alpha}$   $\lambda=6563$  Å при помощи светоразделителя, следующего за ИПФ. Свечения в линиях разных элементов и свечения в разных линиях одного и того же элемента соответствуют на Солнце областям с разными физическими условиями, поэтому одновременные наблюдения в свете двух, трёх спектральных линий дают важные сведения о физических процессах в атмосфере Солнца. Очевидна необходимость иметь либо набор ИПФ на разные длины волн либо один ИПФ с полосами пропускания, центрированными на нужные линии в спектре, либо, наконец, ИПФ с плавно перемещающейся по спектру полосой пропускания. В связи с этим ГОИ по расчетам С. Б. Иоффе были изготовлены образцы ИПФ на линии H $_{\alpha}$   $\lambda=6563$  Å, Ca II  $\lambda=3934$  Å, Fe XIV  $\lambda=5303$  Å, Fe X  $\lambda=6374$  Å, H $_{\beta}$   $\lambda=4861$  Å, He I  $\lambda=10830$  Å и др. Интересные исследования протуберанцев были проведены на Пик-дю-Миди с ИПФ, позволяющими выделить линии He I D $_3$   $\lambda=5875$  Å и He II  $\lambda=4686$  Å.

Особенно наглядные представления о динамике явлений создает кинематография монохроматических изображений Солнца, даваемых ИПФ. Кинофильмы о Солнце в линии хромосферы H $_{\alpha}$  и в зеленой корональной линии были получены во Франции, в США и в СССР (в Крымской астрофизической обсерватории). Они позволяют изучать характер движений в протуберанцах, особенности распространения свечения во вспышках и в короне, структурные характеристики элементов хромосферы и т. п. Перемещая полосу пропускания ИПФ вдоль профиля спектральной линии, можно исследовать образования с разными лучевыми скоростями, с разными ширинами профилей, на разных глубинах в атмосфере Солнца. Это предъявляет к ИПФ требование быстрого смещения по спектру в интервале  $\pm 1$  Å полосы пропускания без искажения ее профиля. Так, в обсерватории Локхид (США) получали фотографии хромосферных образований в центре линии H $_{\alpha}$  и на 0,5 Å от него в красном и в синем крыльях посредством вращения последнего поляризатора. Эти фотографии позволяли отделить эффект лучевой скорости образования от эффекта расширенного профиля. Построенный Джованелли и его сотрудниками ИПФ на линию H $_{\alpha}$  с шириной полосы пропускания  $1/8$  Å позволяет более детально производить исследования такого рода. Мы получили бы особенно ценную информацию, если бы удалось осуществить одновременные наблюдения в разных частях линии, но это — дело будущего.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абдусаматов Х. И., Стоянова М. Н., Солн. данные № 10, 1968.
2. Иоффе С. Б., Опт. мех. пром. № 3, 1953.
3. Иоффе С. Б., Тр. ГОИ 29, 84, 1965.
4. Иоффе С. Б., Домбровская М. М., Опт. мех. пром. № 12, 1958.

5. Иоффе С. Б., Дричко Н. М., АЖ 37, 1096, 1960.
6. Иоффе С. Б., Смирнова Т. А., Опт. спектр. 22, 288, 1967.
7. Карпинский В. Н., Изв. ГАО № 178, 1965.
8. Козак П. П., Астр. сборн. Львовского университета, вып. 3—4, 35, 1960.
9. Мамедов С., Солн. данные № 12, 1966.
10. Северный А. Б., Стешенко Н. В., Хохлова В. Л. АЖ 37, 23, 1960.
11. Степанов В. Е., Копыстянский Л. Н., Бюлл. КИСО № 10, 1954.
12. Evans J. W., JOSA 39, 229, 1949.
13. Lyot B., C. R. 197, 1593, 1933.
14. Lyot B., Ann. Ap. 7, 31, 1944.
15. Šolc J., Czechosl. J. Phys. 3, 366, 1953; 4, 607, 669, 1954; 5, 114, 1955.
16. Steel W. A., Smart R. R., Giovanelli R. G., Austr. J. Phys. 14, 201, 1961.

## ГЛАВА XXXI

### ИЗМЕРЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

§ 184. **Теоретические основы.** Первые измерения магнитного поля солнечных пятен, проведенные Хэлом в 1908 г. на обсерватории Маунт Вилсон, положили начало исследованию магнетизма Солнца и звезд. Однако всестороннее систематическое исследование магнитного поля Солнца началось сравнительно недавно, когда появились крупные инструменты и получил широкое распространение фотоэлектрический метод. Большинство существующих методов измерения магнитных полей на Солнце основано на эффекте Зеемана, т. е. на свойстве спектральных линий в присутствии магнитного поля расщепляться на ряд компонентов. Картина зеемановского расщепления для данной спектральной линии определяется расщеплением атомных уровней и правилами отбора для магнитного квантового числа ( $M=J, J-1, \dots -J$ ). Для дипольного излучения правила отбора имеют вид

$$\Delta M = M_1 - M_2 = 0 \pm 1,$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — магнитные квантовые числа комбинирующих уровней. При этом  $\Delta M=0$  соответствует  $\pi$ -компонентам, а  $\Delta M=\pm 1$  соответствует  $\sigma$ -компонентам. Если имеет место связь Рассела—Саундерса (что применимо к Солнцу, где обычно  $H \leq 4000$  э), то число, интенсивность и смещение компонентов зеемановской структуры линии зависят только от квантовых чисел  $S, L, J$  исходного и конечного состояния. Величина расщепления компонентов линии (длины волны  $\lambda$ ) в этом случае определяется следующим образом:

$$\Delta\lambda_H = \pm \frac{1}{4\pi c^2} \left( \frac{e}{m_e} \right) \lambda^2 H (M_2 g_2 - M_1 g_1) = \pm 4,67 \cdot 10^{-5} \lambda^2 H (M_2 g_2 - M_1 g_1). \quad (5.25)$$

Фактор Ланде для начального  $g_2$  и конечного  $g_1$  состояния дается формулой

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$

Так, для линий синглетной серии ( $S=0$ ),  $L=J$ , т. е.  $g_1=g_2=1$ , имеем для  $\pi$ -компонента  $\Delta\lambda_H=0$ , а для  $\sigma$ -компонента

$$\Delta\lambda_H^{\text{норм}} = \pm 4,67 \cdot 10^{-5} \lambda^2 H.$$

Для сложного эффекта Зеемана расстояния  $\Delta\lambda$  между компонентами являются рациональными дробями  $\left( \frac{q}{r} \right)$  от нормального  $\Delta\lambda_H^{\text{норм}}$ , отнесенного к тому же магнитному полю. Тип расщепления в линии принято выражать в краткой форме  $\frac{(q_1) \cdot (q_2) \dots (q_n) \cdot q_{n+1} \dots q_m}{r}$ , где числа в скобках и без скобок относятся соответственно к  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонентам.

Для измерения магнитных полей на Солнце, естественно, наиболее пригодны линии, которые имеют простое триплетное расщепление. Согласно

(5. 25) это линии с  $g_1=g_2=g$ , т. е.  $\pi$ -компонент остается не смещенным, а смещение  $\sigma$ -компонентов  $\Delta$  равно

$$\Delta\lambda_H = \pm 4,67 \cdot 10^{-13} g \lambda_0^2 H. \quad (5. 26)$$

Здесь  $\lambda$  выражено в ангстремах, а напряженность  $H$  в эрстедах.  $\pi$ - и  $\sigma$ -компоненты зеемановского расщепления имеют различную поляризацию. На рис. 290 показана поляризация эмиссионного зеемановского триплета и их относительная интенсивность для полей продольного (а) и поперечного (б). В общем случае, когда направление магнитного поля составляет с лучом зрения угол  $\gamma$ , два  $\sigma$ -компонента поляризованы эллиптически с противоположным

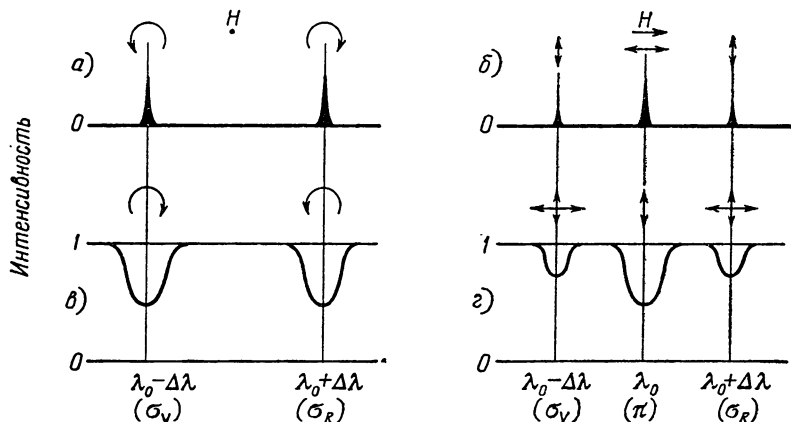


Рис. 290.

направлением вращения и  $\pi$ -компонент поляризован линейно; относительные интенсивности трех компонентов согласно Сирсу определяются выражением

$$I_{\sigma_V} : I_{\sigma_\pi} : I_{\sigma_R} = \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \gamma) : \frac{1}{2} \sin^2 \gamma : \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \gamma), \quad (5.127)$$

где  $V$  и  $R$  обозначают соответственно фиолетовый и красный компоненты.

На рисунке 290, в, г приведена простейшая картина поляризации компонентов зеемановского триплета в поглощении (обратный эффект Зеемана); пучок белого света проходит только через поглощающий газ, который находится в однородном магнитном поле. Картина направления вращения и колебания соответствующих циркулярно и линейно поляризованных компонентов меняется на обратную по сравнению с картиной для эмиссионных линий. Это объясняется тем, что часть излучения, соответствующая излучению в линии (см. рис. 290, а, б) в данном случае поглощается, а проходит только противоположно поляризованная часть, так как пучок неполяризованного света любой длины волны можно представить в виде двух пучков одинаковой интенсивности, но противоположно поляризованных соответственно либо циркулярно либо линейно.

Однако в действительности во фраунгоферовых линиях солнечного спектра реализуется более сложный случай; а именно когда газ как излучает, так и поглощает свет. В общем случае, независимо от механизма образования линии поглощения, при блендировании компонентов магнитно-расщепленной линии, т. е. когда ширина линии  $\Delta\lambda_0$  при отсутствии магнитного поля значительно больше величины расщепления  $\Delta\lambda_H$ , состояние поляризации в каждой точке профиля является состоянием эллиптической поляризации,

распределенной симметрично по отношению к центру линий, т. е. направление и величина эллипсов поляризации одинаковы на данном расстоянии от центра линии, а знаки их вращения противоположны.

Поле излучения характеризуется четырьмя параметрами: интенсивностью  $\mathcal{I}$ , степенью поляризации  $p$ , азимутом плоскости поляризации  $\chi$  и степенью эллиптичности поляризации  $\beta$ . Однако часто удобнее применять систему четырех параметров, введенных Стоксом. Пусть  $OX, OY, OZ$  — оси прямоугольной системы координат, выбранной так, что вектор магнитного поля  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости  $XOZ$  и составляет угол  $\gamma$  с направлением распространения света  $OZ$  (рис. 291). Монохроматические колебания на данном расстоянии  $\Delta\lambda$  от центра магнитно-расщепленной линии поглощения можно тогда представить в виде двух взаимно перпендикулярных компонентов вдоль осей  $X$  и  $Y$ :

$$\left. \begin{aligned} \xi_x &= \xi_1 \cos(\omega t - \epsilon_1), \\ \xi_y &= \xi_2 \cos(\omega t - \epsilon_2), \end{aligned} \right\} \quad (5.28)$$

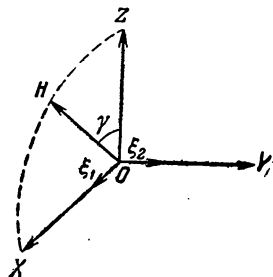


Рис. 291.

где  $\xi_1$  и  $\xi_2$  — амплитуды, а  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — фазы колебаний.

В действительности свет всегда лишь приближенно монохроматический. Поэтому параметры Стокса  $\mathcal{I}, Q, U, V$  — характеризующие состояние поляризации, определяют усредненные за некоторое время соотношения между амплитудами и фазами пучка света:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{I} &= \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2; \quad Q = \mathcal{I}_1 - \mathcal{I}_2; \\ U &= 2\xi_1\xi_2 \cos(\epsilon_1 - \epsilon_2), \\ V &= 2\xi_1\xi_2 \sin(\epsilon_1 - \epsilon_2), \end{aligned} \right\} \quad (5.29)$$

где  $\mathcal{I}_1 = \xi_1^2$  и  $\mathcal{I}_2 = \xi_2^2$ . С параметрами, приведенными выше, они связаны соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{I} &= \mathcal{I}, \quad \operatorname{tg} 2\chi_1 = \frac{U}{Q}, \\ p &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{\mathcal{I}}, \\ \sin 2\beta &= \frac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (5.30)$$

причем  $\operatorname{tg} \beta$  есть отношение полуосей эллипса поляризации. Для линейно поляризованного излучения  $\operatorname{tg} \beta = 0$  и  $V = 0$ ; для излучения, поляризованного циркулярно ( $\operatorname{tg} \beta = 1$ ), должно быть  $Q = U = 0$ ; для естественного света  $Q = U = V = 0$ .

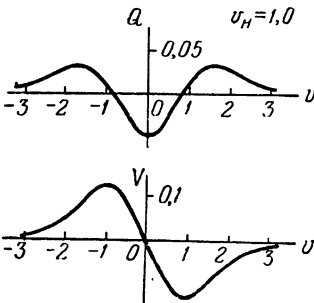
В случае обратного эффекта Зеемана приходится решать уравнения переноса излучения, так как для определения вектора напряженности магнитного поля необходимо знать параметры поляризации и относительные интенсивности зеемановских компонентов исследуемой линии. Унно составил уравнения переноса и решил их для случая истинного поглощения применительно к модели солнечной атмосферы Милна—Эддингтона. Следует отметить, что в теориях, развитых В. Е. Степановым, Д. Н. Рачковским и В. Н. Обридко, многие ограничения, введенные Унно, сняты. Рачковским учтен также эффект магнитного вращения плоскости поляризации. Полагая, что магнитное поле однородно, Унно получил для глубины линии поглощения

и ее поляризации в единицах интенсивности непрерывного спектра:

$$\left. \begin{aligned} r_{\mathcal{J}} &= \frac{\mathcal{J}_0(0, \vartheta) - \mathcal{J}(0, \vartheta)}{\mathcal{J}_0(0, \vartheta)} = K(\vartheta) \left[ 1 - \frac{1 + \eta_{\mathcal{J}}}{(1 + \eta_{\mathcal{J}})^2 - \eta_{\theta}^2 - \eta_Q^2} \right], \\ r_Q &= -\frac{Q(0, \vartheta)}{\mathcal{J}_0(0, \vartheta)} = K(\vartheta) \frac{\eta_Q}{(1 + \eta_{\mathcal{J}})^2 - \eta_{\theta}^2 - \eta_V^2}, \\ r_V &= -\frac{V(0, \vartheta)}{\mathcal{J}_0(0, \vartheta)} = K(\vartheta) \frac{\eta_V}{(1 + \eta_{\mathcal{J}})^2 - \eta_{\theta}^2 - \eta_V^2}, \\ r_U &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.31)$$

Соответствующие величины остаточных интенсивностей линии будем обозначать буквами со штрихом; они согласно (5.31) равны  $r'_{\mathcal{J}} = 1 - r_{\mathcal{J}}$ ;  $r'_Q = -r_Q$ ;  $r'_V = -r_V$ ;  $r'_U = 0$ .

Здесь  $K(\vartheta) = \frac{\beta_0 \cos \vartheta}{1 + \beta_0 \cos \vartheta}$ ;  $\mathcal{J}_0(0, \vartheta) = B_0(1 + \beta_0 \cos \vartheta)$  — интенсивность в непрерывном спектре, который считается неполяризованным,  $\beta_0$  — коэффициент потемнения диска к краю,  $B_0$  — функция источника в непрерывном спектре,  $\vartheta$  — угол между направлением излучения и нормалью к атмосфере. Далее



$$\left. \begin{aligned} \eta_{\mathcal{J}} &= \frac{\eta_p}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\eta_l + \eta_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma), \\ \eta_Q &= \left( \frac{\eta_p}{2} - \frac{\eta_l + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \gamma, \\ \eta_V &= -\frac{-\eta_l + \eta_r}{2} \cos \gamma, \end{aligned} \right\} \quad (5.32)$$

где  $\eta_p$ ,  $\eta_l$ ,  $\eta_r$  — отношение коэффициентов поглощения соответственно в  $\pi$ -,  $\sigma_V$ - и  $\sigma_H$ -компонентах линии ( $k_p$ ,  $k_l$ ,  $k_r$ ) к коэффициенту поглощения в

непрерывном спектре ( $k$ ). При этом для  $0 \leq \gamma \leq 90^\circ$

$$\eta_p(v) = \eta_l(v - v_H) = \eta_r(v + v_H) = \eta(v), \quad (5.33)$$

а в случае  $\gamma > 90^\circ$  результаты для  $180^\circ - \gamma$  получаются заменой при  $v_H$  знака на обратный в  $\eta_l$  и  $\eta_r$ . Здесь  $v$  и  $v_H$  — измеренная длина волны и ее зеемановское смещение в единицах доплеровской полуширины  $\Delta\lambda_D$ . Формулу (5.26) можно записать тогда в виде

$$v_H = 4,67 \cdot 10^{-13} g \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D} H. \quad (5.26')$$

Вид зависимости  $Q$  и  $V$  от длины волны внутри линии изображен на рис. 292. Параметр  $V$ , в отличие от  $Q$ , меняет знак при переходе через центр магнитно-расщепленной линии, что соответствует противоположному направлению вращения эллипса поляризации в разных ее крыльях.

Уравнения (5.31) с учетом соотношений (5.32) и (5.33) позволяют провести количественный анализ профиля магнитно-расщепленной линии. Так, если магнитное поле настолько сильно, что наблюдается полное расщепление линии на три компонента, то уравнения (5.31) значительно упрощаются. Действительно, в этом случае отличен от нуля только тот из коэффициентов поглощения  $k_p$ ,  $k_l$ ,  $k_r$ , который соответствует данному компоненту. Таким образом, отдельно для каждого компонента  $\sigma_V$ ,  $\pi$ ,  $\sigma_H$ , используя соотноше-

ния (5. 30), можно найти долю неполяризованного  $r_{\mathcal{J}} = \sqrt{r_{\varrho}^2 + r_{\gamma}^2}$ , линейно поляризованного  $r_{\varrho}$  и циркулярно поляризованного излучения  $r_{\gamma}$ , а также степень эллиптичности поляризации света:

$$\sin 2\beta = \frac{r_{\gamma}}{\sqrt{r_{\varrho}^2 + r_{\gamma}^2}}; \quad \cos 2\beta = \frac{r_{\varrho}}{\sqrt{r_{\varrho}^2 + r_{\gamma}^2}} \quad (-90^\circ \leq \beta \leq 90^\circ), \quad (5. 34)$$

где  $\sqrt{r_{\varrho}^2 + r_{\gamma}^2}$  — эллиптически поляризованная часть света, а  $\tan \beta$  — отношение осей эллипса, параллельных  $OY$  и  $OX$  соответственно (рис. 291). На основе соотношений (5. 34) легко определить полярности магнитных полей солнечных пятен, а именно, подставляя (5. 31) в (5. 34) для соответствующих  $\sigma$ -компонентов, имеем

$$\sin 2\beta = \pm \frac{2 \cos \gamma}{1 + \cos^2 \gamma} \text{ и } \cos 2\beta = \frac{\sin^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma}, \quad (5. 35)$$

где, согласно (5. 32), знак «+» для  $\sigma_V$  и «-» для  $\sigma_R$ . Так, например, если пол продольное и направлено к наблюдателю ( $\gamma=0$ ), то согласно формуле (5. 35)  $\beta=45^\circ$  для  $\sigma_V$ -компонента и  $\beta=-45^\circ$  для  $\sigma_R$ -компонента. Характер поляризации для зеемановского триплета в линии поглощения приведен в табл. LIII. Считается, что полярность магнитного поля северная, если оно направлено к наблюдателю, и южная, если поле направлено от него.

ТАБЛИЦА LIII

| $\gamma$ | Компоненты                                  |                                                   |                                                    |
|----------|---------------------------------------------|---------------------------------------------------|----------------------------------------------------|
|          | $\sigma_V$                                  | $\pi$                                             | $\sigma_R$                                         |
| 0 *)     | Частично правополяризован по кругу          | —                                                 | Частично левополяризован по кругу                  |
| 90°      | Частично плоскополяризован параллельно полю | Частично плоскополяризован перпендикулярно к полю | Частично плоскополяризован (анти) параллельно полю |
| 180°     | Частично левополяризован по кругу           | —                                                 | Частично правополяризован по кругу                 |

\*) Поле направлено к наблюдателю.

Из формул (5. 35) можно также вывести соотношение

$$\tan \beta = \pm \cos \gamma, \quad (5. 36)$$

откуда следует, что измерения отношения малой и большой полуосей эллипса поляризации позволяют определить угол  $\gamma$ . Этот угол может быть найден также из измерения относительных интенсивностей трех зеемановских компонентов. При полном расщеплении компонентов выражение для глубины линии  $r_{\mathcal{J}}$  может быть представлено в виде трех слагаемых:

$$r_{\mathcal{J}} = K(\vartheta) \cdot \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{2} \frac{\eta_l (1 + \cos^2 \gamma)}{1 + \frac{1}{2} \eta_l (1 + \cos^2 \gamma)} + \frac{\eta_p \sin^2 \gamma}{1 + \eta_p \sin^2 \gamma} + \frac{1}{2} \frac{\eta_r (1 + \cos^2 \gamma)}{1 + \frac{1}{2} \eta_r (1 + \cos^2 \gamma)} \right], \quad (5. 37)$$

и отношение глубин соответственно  $\sigma_V$ -,  $\pi$ - и  $\sigma_R$ -компонентов при любом

значении  $\gamma$  будет

$$\frac{\frac{1}{4} \eta_0 (1 + \cos^2 \gamma)}{1 + \frac{1}{2} \eta_0 (1 + \cos^2 \gamma)} : \frac{\frac{1}{2} \eta_0 \sin^2 \gamma}{1 + \eta_0 \sin^2 \gamma} : \frac{\frac{1}{4} \eta_0 (1 + \cos^2 \gamma)}{1 + \frac{1}{2} \eta_0 (1 + \cos^2 \gamma)}. \quad (5.38)$$

Если линия поглощения настолько слаба, что для величины  $\eta_0$ , являющейся значением  $\eta_\lambda$  в центре невозмущенной линии, выполняется условие  $\eta_0 \ll 1$ , то

$$\frac{1}{4} (1 + \cos^2 \gamma) : \frac{1}{2} \sin^2 \gamma : \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma). \quad (5.39)$$

Это соотношение совпадает с соотношением (5.27), которое было получено Сирсом для эмиссионных линий.

Однако для солнечных линий, обычно используемых для измерения магнитных полей, условие  $\eta_0 \ll 1$  не выполняется. Более того, ввиду большой ширины фраунгоферовых линий солнечного спектра ( $\sim 0,1 \text{ \AA}$ ) при напряженностях магнитных полей  $H < 2000 \text{ э}$ , согласно (5.26) фактически для всех линий ( $g \leq 3$ ) зеемановские компоненты имеют неполное расщепление. Поэтому возникает необходимость найти способы, позволяющие выделить отдельные компоненты. Это оказывается частично возможным при применении анализаторов поляризации благодаря тому, что разные компоненты магнитно-расщепленной линии поляризованы по-разному (табл. LIII). Так, например, простейшая система анализатора состоит из пластинки в четверть волны и стоящего за ней поляроида или (николя), если преобладает продольное поле; если

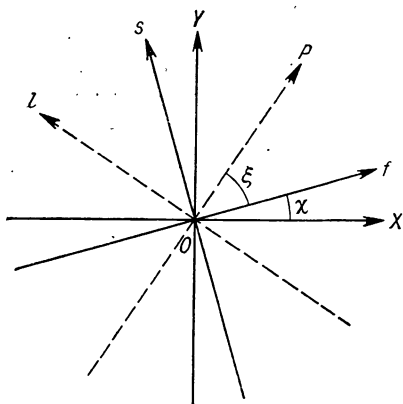


Рис. 293.

же магнитное поле в основном поперечное, то вместо пластинки  $\lambda/4$  используется пластинка  $\lambda/2$ .

Для понимания принципов, лежащих в основе существующих методов измерения магнитного поля, рассмотрим кратко влияние анализатора на профиль магнитно-расщепленной линии. Примем, что анализатор состоит из двупреломляющей пластинки, у которой разность фаз между обыкновенным  $f$  и необыкновенным  $s$  лучами составляет  $\delta$ , и поляроида (или николя). Пусть оси  $X$  и  $Y$  (см. рис. 291) соответствуют осям  $OX$  и  $OY$  (рис. 293). Обозначим угол между осью  $X$  и направлением обыкновенной оси ( $f$ ) двупреломляющей пластинки через  $\chi$ . Пусть угол между обыкновенными осями поляроида ( $p$ ) и пластинки ( $f$ ) будет  $\xi$ . Для того чтобы получить интенсивность излучения в магнитно-расщепленной линии на расстоянии  $\Delta\lambda$  от ее центра, необходимо найти, как преобразуются электрические колебания, определяемые формулой (5.28) при прохождении поляризационной оптики. После тригонометрических преобразований, с учетом соотношений (5.29) интенсивности пучков обыкновенного и необыкновенного лучей можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} I_{x,\delta} &= \frac{1}{2} [\mathcal{I} + Q(\cos 2\chi \cos 2\xi - \cos \delta \cdot \sin 2\chi \sin 2\xi) + V \sin \delta \sin 2\xi], \\ I_{y,\delta} &= \frac{1}{2} [\mathcal{I} + Q(\cos 2\chi \cos 2\xi + \cos \delta \sin 2\chi \sin 2\xi) - V \sin \delta \sin 2\xi]. \end{aligned} \right\} \quad (5.40)$$



Если используется пластинка  $\lambda/4$ , т. е.  $\delta = n\pi + \frac{1}{2}\pi$ , то

$$\left. \begin{aligned} I_{x, \frac{\pi}{2}} &= \frac{1}{2} (\mathcal{J} + Q \cos 2\chi \cos 2\xi + V \sin 2\xi), \\ I_{y, \frac{\pi}{2}} &= \frac{1}{2} (\mathcal{J} + Q \cos 2\chi \cos 2\xi - V \sin 2\xi). \end{aligned} \right\} \quad (5.41)$$

Если же применена пластинка  $\lambda/2$ , т. е.  $\delta = n\pi$ , то

$$\left. \begin{aligned} I_{x, 0} &= \frac{1}{2} [\mathcal{J} + Q \cos 2(\chi + \xi)], \\ I_{y, 0} &= \frac{1}{2} [\mathcal{J} + Q \cos 2(\chi - \xi)]. \end{aligned} \right\} \quad (5.42)$$

Легко видеть, что для получения максимальной чувствительности соответственно для продольного (5.41) и поперечного (5.42) полей необходимо, чтобы  $\xi = \pm \pi/4$ . Тогда ( $\xi = \pi/4$ )

$$I_{x, \frac{\pi}{2}} = \frac{1}{2} (\mathcal{J} + V); \quad I_{y, \frac{\pi}{2}} = \frac{1}{2} (\mathcal{J} - V) \quad (5.43a)$$

и

$$I_{x, 0} = \frac{1}{2} (\mathcal{J} - Q \sin 2\chi); \quad I_{y, 0} = \frac{1}{2} (\mathcal{J} + Q \sin 2\chi). \quad (5.43б)$$

Далее, если пластинку  $\lambda/2$  и поляризатор повернуть на  $45^\circ$ , то согласно (5.42) имеем

$$I_{x, 0}^* = \frac{1}{2} (\mathcal{J} - Q \cos 2\chi); \quad I_{y, 0}^* = \frac{1}{2} (\mathcal{J} + Q \cos 2\chi). \quad (5.43в)$$

Для связи с выражением (5.31) удобно представить формулы (5.41) и (5.42) в единицах депрессии:

$$\left. \begin{aligned} r_{x, \frac{\pi}{2}} &= \frac{\frac{1}{2}I_0 - I_{x, \frac{\pi}{2}}}{\frac{1}{2}I_0} = r_{\mathcal{J}} + r_V = K(\vartheta) \left( 1 - \frac{1 + \eta_{\mathcal{J}} - \eta_V}{(1 + \eta_{\mathcal{J}})^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} \right), \\ r_{y, \frac{\pi}{2}} &= \frac{\frac{1}{2}I_0 - I_{y, \frac{\pi}{2}}}{\frac{1}{2}I_0} = r_{\mathcal{J}} - r_V = K(\vartheta) \left( 1 - \frac{1 + \eta_{\mathcal{J}} + \eta_V}{(1 + \eta_{\mathcal{J}})^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} \right); \end{aligned} \right\} \quad (5.44)$$

$$\left. \begin{aligned} r_{x, 0} &= \frac{\frac{1}{2}I_0 - I_{x, 0}}{\frac{1}{2}I_0} = r_{\mathcal{J}} - r_Q \sin 2\chi = K(\vartheta) \left( 1 - \frac{1 + \eta_{\mathcal{J}} + \eta_Q \sin 2\chi}{(1 + \eta_{\mathcal{J}})^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} \right), \\ r_{y, 0} &= \frac{\frac{1}{2}I_0 - I_{y, 0}}{\frac{1}{2}I_0} = r_{\mathcal{J}} + r_Q \sin 2\chi = K(\vartheta) \left( 1 - \frac{1 + \eta_{\mathcal{J}} - \eta_Q \sin 2\chi}{(1 + \eta_{\mathcal{J}})^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (5.45)$$

где  $I_0$  — интенсивность непрерывного спектра вблизи линии. Кроме того, из выражений (5.43б) и (5.43в) следует:

$$\frac{I_{x, 0} - I_{y, 0}}{I_{x, 0}^* - I_{y, 0}^*} = \operatorname{tg} 2\chi. \quad (5.46)$$

Таким образом, формулы (5.44)–(5.46) позволяют в принципе определить все четыре параметра  $r_{\mathcal{J}}$ ,  $r_Q$ ,  $r_V$  и  $\chi$ . Следует отметить, что угол между проекцией вектора  $\mathbf{H}$  на плоскость солнечного изображения и направлением

обыкновенной оси пластинки определяется независимо от какой-либо теории образования линии в магнитном поле.

Унно предложил способ определения  $H$  и  $\gamma$ , основанный на исследовании профиля линии по формулам (5.44), (5.45) фотографическим методом. Дальнейшее развитие этот способ получил в работах Беккера и Шретера. На практике большинство фотографических и визуальных методов основано на измерении величины расщепления  $\Delta\lambda_D$  (формула (5.26)), а поляризационные характеристики различных компонентов линии используются для увеличения чувствительности измерений.

Согласно формулам (5.44) при чисто продольном поле ( $\gamma=0$ ), с учетом соотношений (5.32)

$$r_{x, \pi} = K(\vartheta) \frac{\eta_r}{1 + \eta_r} \text{ и } r_{y, \pi} = K(\vartheta) \frac{\eta_l}{1 + \eta_l}, \quad (5.47)$$

т. е. в обыкновенный пучок вносит вклад только компонент  $\sigma_R$ , а в необыкновенный — только  $\sigma_V$ .

Как следует из (5.40) и (5.41), каждый  $\sigma$ -компонент может быть поочередно погашен тремя различными способами: а) поворотом пластинки  $\lambda/4$  на  $90^\circ$ , б) поворотом поляроида также на  $90^\circ$ , в) заменой пластинки  $+\lambda/4$  на  $-\lambda/4$ ; все они эквивалентны перемене местами обыкновенного и необыкновенного лучей. Если поле чисто поперечное, то согласно формулам (5.45) и (5.42) при  $\chi=45^\circ$  следует

$$\left. \begin{aligned} r_{x, 0} &= r_{\mathcal{J}} - r_{\mathcal{Q}} = K(\vartheta) \frac{\eta_p}{1 + \eta_p}, \\ r_{y, 0} &= r_{\mathcal{J}} + r_{\mathcal{Q}} = K(\vartheta) \frac{1/2 (\eta_l + \eta_r)}{1 + \frac{1}{2} (\eta_l + \eta_r)}. \end{aligned} \right\} \quad (5.48)$$

В пучок обыкновенных лучей вклад дает только  $\pi$ -компонент и необыкновенных — только оба  $\sigma$ -компонента. Поворот пластинки  $\lambda/2$  на  $45^\circ$  меняет местами лучи обыкновенный и необыкновенный, поэтому при желании можно гасить либо  $\pi$ -компонент либо оба  $\sigma$ -компонента. Однако на практике обычно поле не является ни чисто продольным, ни поперечным, а наблюдаются все компоненты триплета одновременно.

Если магнитное поле достаточно велико для эффективного расщепления линии, то выражение (5.44) в случае применения пластинки  $\lambda/4$  может быть записано в виде трех слагаемых, равных глубине  $\sigma_V$ -,  $\pi$ - и  $\sigma_R$ -компонентов соответственно:

$$r_{\mathcal{J}} \pm r_V = K(\vartheta) \frac{1}{2} \left[ \frac{\frac{1}{2} \eta_l (1 \mp \cos \gamma)^2}{1 + \frac{1}{2} \eta_l (1 + \cos^2 \gamma)} + \frac{\eta_p \sin^2 \gamma}{1 + \eta_p \sin^2 \gamma} + \frac{\frac{1}{2} \eta_r (1 \pm \cos \gamma)^2}{1 + \frac{2}{1} \eta_r (1 + \cos^2 \gamma)} \right]. \quad (5.49)$$

Это выражение может быть использовано для определения величины  $\gamma$ , причем  $\gamma$  меняется от  $0$  до  $180^\circ$ , а выбор знака зависит от того, какой из лучей выбран, обыкновенный или необыкновенный. Но на практике для определения направления поля применялось еще более упрощенное соотношение, выведенное Сирсом:

$$r_{\sigma_V} : r_{\pi} : r_{\sigma_R} = \frac{1}{4} (1 \mp \cos \gamma)^2 : \frac{1}{2} \cos^2 \gamma : \frac{1}{4} (1 \pm \cos \gamma)^2,$$

которое может быть получено из (5.49) в предположении очень слабой линии поглощения ( $\eta_0 \ll 1$ ). Теоретические расчеты профиля линии  $\text{Fe I } \lambda=6173,3 \text{ \AA}$  ( $g=2,5$ ), проведенные В. Е. Степановым, показывают, что для полей с

$H < 2000$  э и для определения  $\gamma$  уже необходимо использовать точные формулы (5. 44) и (5. 45).

Представляет интерес другой крайний случай, когда магнитное поле слабое. Тогда коэффициент поглощения можно разложить в ряд по  $\nu_H$ :

$$\left. \begin{aligned} \eta_p(\nu) &= \eta(\nu), \\ \eta_l &= \eta(\nu - \nu_H) = \eta(\nu) - \nu_H \frac{d\eta}{d\nu} + \frac{\nu_H^2}{2} \frac{d^2\eta}{d\nu^2} + \dots, \\ \eta_r &= \eta(\nu + \nu_H) = \eta(\nu) + \nu_H \frac{d\eta}{d\nu} + \frac{\nu_H^2}{2} \frac{d^2\eta}{d\nu^2} + \dots, \end{aligned} \right\} \quad (5. 50)$$

Если магнитное поле настолько малó, что можно пренебречь членами выше первого порядка относительно  $\nu_H$ , то подстановка (5. 50) в (5. 44) с учетом (5. 32) приводит к выражению

$$r_s \pm r_v = K(\vartheta) \frac{\eta(\nu \pm \nu_H \cos \gamma)}{1 + \eta(\nu \pm \nu_H \cos \gamma)}. \quad (5. 51)$$

Сравнение этой формулы с (5. 47) показывает, что они различаются только множителем  $\cos \gamma$ , т. е. при измерении расстояния между  $\sigma$ -компонентами, согласно (5. 26) определяется величина  $H \cos \gamma$ . Таким образом, в случае слабого магнитного поля обычно измеряемая величина  $H$  есть чисто продольное поле. Естественно, что при больших полях измеренные величины напряженности магнитного поля лежат между значениями продольного и полного поля, пока не будет достаточно эффективного расщепления триплета. Для каждой конкретной линии эти значения зависят от ее профиля и фактора Ланде.

Помимо непосредственного измерения расстояния между компонентами зеемановского расщепления, величину магнитного поля, как указывалось выше, можно определить, если измерить параметры Стокса. Действительно, на расстоянии  $\nu$  от центра расщепленной линии согласно формулам (5. 44) и (5. 45) имеем:

$$\begin{aligned} r_s &= \frac{1}{2} \left( r_{x, \frac{\pi}{2}} + r_{y, \frac{\pi}{2}} \right) = \frac{1}{2} (r_{x, 0} + r_{y, 0}) = K(\vartheta) \left[ 1 - \frac{1 + \eta_y}{(1 + \eta_y)^2 - \eta_0^2 - \eta_v^2} \right] = \\ &= K(\vartheta) \cdot F(\eta_0, H, \gamma, \nu); \end{aligned} \quad (5. 52)$$

$$\begin{aligned} r_\varphi \sin 2\chi &= \frac{1}{2} (-r_{x, 0} + r_{y, 0}) = K(\vartheta) \frac{\eta_0 \sin 2\chi}{(1 + \eta_s)^2 - \eta_0^2 - \eta_v^2} = \\ &= K(\vartheta) \varphi(\eta_0, H, \gamma, \nu) \sin 2\chi, \end{aligned} \quad (5. 53)$$

$$r_v = \frac{1}{2} \left( r_{x, \frac{\pi}{2}} - r_{y, \frac{\pi}{2}} \right) = K(\vartheta) \frac{-\eta_v}{(1 + \eta_s)^2 - \eta_0^2 - \eta_v^2} = K(\vartheta) f(\eta_0, H, \gamma, \nu). \quad (5. 54)$$

Величина  $\chi$  определяется по формуле (5. 46). Особенно простой и наглядный вид выражения (5. 53) и (5. 54) приобретают, если поле слабое и в разложении (5. 50) можно пренебречь членами, выше  $\nu_H^2$ . Тогда

$$r_v = K(\vartheta) \nu_H \cos \gamma \frac{\frac{d\eta}{d\nu}}{(1 + \eta)^2} = K(\vartheta) \nu_H \cos \gamma \cdot f(\eta_0, \nu); \quad (5. 55)$$

$$r_\varphi \sin 2\chi = K(\vartheta) \frac{\nu_H^2}{4} \sin \gamma \frac{\frac{d^2\eta}{d\nu^2}}{(1 + \eta)^2} \sin 2\chi = K(\vartheta) \frac{\nu_H^2}{4} \sin^2 \gamma \cdot \varphi(\eta_0, \nu) \sin 2\chi, \quad (5. 56)$$

т. е. в случае малых полей при применении пластинки  $\lambda/4$  дифференциальный фотометрический способ позволяет определить величину напряженности продольного поля  $H \cos \gamma$ , а при использовании пластинки  $\lambda/2$  — квадрат напряженности поперечного поля  $(H \sin \gamma)^2$ .

Итак, применение анализатора из двупреломляющих пластинок ( $\delta = \frac{\pi}{2}$  и  $\pi$ ) и поляроида позволяет выделить три основных группы методов измерения магнитных полей.

А. По непосредственному измерению расщепления зеемановского триплета и относительной интенсивности компонентов. Этот способ наиболее простой и надежный при достаточно большом расщеплении, когда  $\frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda} > 1$ .

Величина магнитного поля дается основной формулой

$$\Delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 H,$$

а направление поля определяется из соотношения (5. 37) или (5. 38). Для увеличения чувствительности метода при  $\frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda} < 1$  применяется круговой анализатор, если поле преимущественно продольное, или линейный, если поле преимущественно поперечное. Направление поля в этом случае определяется по относительным интенсивностям компонентов формулой (5. 48). Эта группа методов дает надежное определение величины  $H$  только при  $\frac{2\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda} > 1$ , хотя применяется и для меньших полей.

Б. На основе исследования профилей линий. Определение величин  $H$ ,  $\gamma$ ,  $\chi$ , т. е. полного вектора  $H$  магнитного поля, можно проводить путем сравнения наблюдаемого профиля с рядом теоретических профилей, для различных  $H$ ,  $\gamma$ , полученных по формулам контрастов линии (5. 52) — (5. 54), т. е. по параметрам Стокса. Наблюдательные данные можно получить так же, как в первой группе, однако величины (5. 41) и (5. 42) желательно определить из одновременных наблюдений, чтобы исключить влияние дрожаний. Кроме того, требуется тщательный учет рассеянного света.

В. Дифференциальные фотометрические методы также исходят из соотношений (5. 53) и (5. 54), но в отличие от предыдущей группы методов измерения основываются на непосредственном сравнении остаточных интенсивностей части профиля линии или всей линии.

При малых расщеплениях ( $\frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda} \ll 1$ ) эти выражения принимают особенно простую форму (5. 55) и (5. 56) и не требуют знания теории образования линии в магнитном поле. Действительно, если каким-либо способом при применении кругового поляризатора (т. е. пластинки  $\lambda/4$  и поляроида) провести вычитание остаточной интенсивности профиля  $r_{\gamma, \frac{\pi}{2}}$  из профиля  $r_{x, \frac{\pi}{2}}$ , то световой поток, прошедший через щель шириной  $s$ , установленную в крыле линии, будет равен (на рис. 294, а внизу — заштрихованный участок)

$$\Delta F = 2I_c s \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} \Delta\lambda_H, \quad (5. 57)$$

где  $I_c$  — интенсивность непрерывного спектра,  $r_\lambda$  — остаточная интенсив-

ность линии,  $\frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda}$  — крутизна линии в данной точке спектра. Как следует из более общего выражения (5.55), при произвольном угле  $\gamma$  измеряемый поток пропорционален продольной составляющей поля. В этом случае, учитывая формулу (5.26), имеем для слабых магнитных полей

$$\Delta F = 9,34 \cdot 10^{-13} I_c s \frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} g \lambda^2 H \cos \gamma. \quad (5.58)$$

При поперечном поле профиль уже не может быть представлен в виде треуголь-

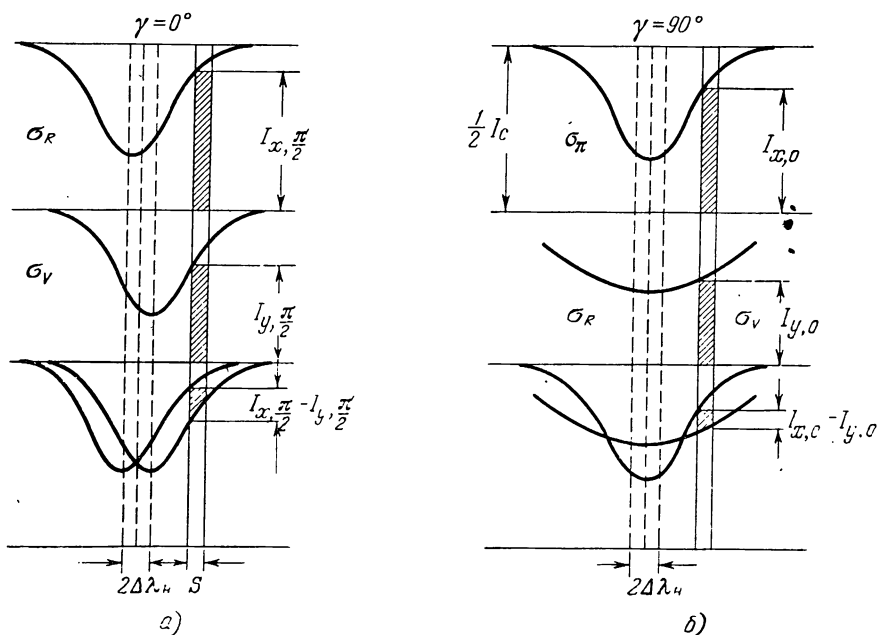


Рис. 294.

ника (рис. 294, б), а согласно формуле (5.56), вместо  $\frac{\partial r_\lambda}{\partial \lambda} H \cos \gamma$  в соотношение (5.58) будет входить  $\frac{\partial^2 r_\lambda}{\partial \lambda^2} (H \sin \gamma)^2$ . Существенной особенностью этой группы методов является то, что непосредственное измерение величины расщепления  $\Delta \lambda_H$  заменяется измерением разности потоков. А так как точность измерений поля при этом зависит от точности применяемого фотометрического метода, то открываются большие возможности для применения фотоэлектрической фотометрии.

В общем случае схему вычитания можно осуществить двумя путями: во-первых, при раздельном получении остаточных интенсивностей в двух положениях анализатора (рис. 294, а и б) с последующим проведением процесса вычитания (фотографическая фотометрия), во-вторых, непосредственным измерением флуктуации интенсивности света в щели при быстром попеременном гашении компонентов картины Зеемана (фотоэлектрическая фотометрия).

Такое попеременное гашение компонентов можно осуществить, например, если вращать перед поляридом пластинку  $\lambda/4$  (модулятор циркулярной поляризации) или применить электро-оптический модулятор. В последующих параграфах будут рассмотрены конкретные способы измерения полей, наиболее распространенные в настоящее время. Классификация их дана в табл. LIV.

ТАБЛИЦА LIV

| №  | Элементы анализатора (перед спектрографом)                            | Диспергирующий прибор                                        | Элементы анализатора (после спектрографа) | Способ регистрации       | Источник                                                         |
|----|-----------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------|-------------------------------------------|--------------------------|------------------------------------------------------------------|
| 1а | Мозаика пластинок $\lambda/4$ или $\lambda/2 + P(45^\circ)$           | Спектрограф                                                  | —                                         | ФВ                       | Хэйл и др. (Маунт Вилсон) (1938)                                 |
| б  |                                                                       |                                                              |                                           | Ф (с прыгающей кассетой) | Мишар (Медон) (1963)                                             |
| в  | $\lambda/4 + \text{мозаика } P(\pm 45^\circ)$                         |                                                              | —                                         | Ф В                      | Северный А. Б., Степанов В. Е. (Крым) (1956)                     |
| 2а | $\lambda/4 + \text{призма Рошона}$                                    | »                                                            |                                           | Ф                        | фон Клюбер (Потсдам) (1955)                                      |
| б  | $\lambda/4$                                                           |                                                              | Призма Волластона                         | ФВ                       | Вяльшин Г. Ф. (Пулково) Беккерс и Претер (Сакраменто Пик) (1969) |
| в  | $\lambda/4 + \text{призма Волластона за щелью спектрографа}$          |                                                              |                                           | ФВ                       | Абдусаматов Х. (Пулково) и др. (1970)                            |
| 3  | Пластинка Вуда + $P$                                                  | »                                                            |                                           | Ф                        | фон Клюбер (Потсдам) (1955)                                      |
| 4  | $\lambda/4$                                                           |                                                              | Полярископ Савара                         | Ф                        | Эман (Маунт Вилсон) (1950)                                       |
| 5  | Компенсатор Бабиня + $P$                                              | »                                                            |                                           | Ф                        | Тренор (Оксфорд) (1960)                                          |
| 6а | $\lambda/4 + P$                                                       | Пластишка Люмера + спектрограф                               | —                                         | Ф                        | Бэбкок (Маунт Вилсон) (1948)                                     |
| 6б | $\lambda/4 + \lambda/2 (\text{rot}) + P$                              | Интерферометр Фабри—Перо + спектрограф                       | —                                         | В                        | Тиссен (Гамбург) (1946)                                          |
| 7  | $\lambda/4 + P(+45^\circ) \times P(-45^\circ)$                        | Спектрогелиограф                                             | —                                         | Ф                        | Лейтон (1959)                                                    |
| 8  | $\pm \lambda/4$                                                       | Интерференционный-поляризационный светофильтр ( $H_\alpha$ ) |                                           | Ф                        | Харви (1963)                                                     |
| 9  | $\lambda/n + \text{ЭОМ } (\lambda/4) + P(45^\circ) (n = 2, 4, 6, 12)$ | Спектрограф                                                  |                                           | Фотоэлектрический        | см. Магнитографы (табл. LIII)                                    |
| 10 | $\lambda/4 + P(45^\circ)$                                             |                                                              |                                           | Телевизионный            | Рамсей (Сидней) (1966)                                           |

Примечание. Ф — фотографический, В — визуальная регистрация, Р — поляризатор,  $(P(45^\circ))$  — поляриод (или николи), оси которого установлены под углом  $45^\circ$  к осям двупреломляющей пластинки, ЭОМ ( $\lambda/4$ ) — электрооптический модулятор света с разностью хода  $\pm \lambda/4$ ,  $\lambda/2 (\text{rot})$  — вращающаяся пластинка  $\lambda/2$ .

§ 185. Фотографические и визуальные методы. Как уже отмечалось выше, в спектре Солнца (и звезд) ширина линий  $\Delta\lambda$  существенно больше магнитного расщепления  $\Delta\lambda_H$ , поэтому обычно наблюдается бледа перекрывающихся компонентов эффекта Зеемана. Это обстоятельство требует применения спектрографов как можно большей разрешающей силы и допустимой дисперсии. В табл. LIV собраны основные способы измерения магнитных полей. Они различаются, во-первых, типом применяемого анализатора и его положением относительно диспергирующего прибора, т. е. перед ним или после него, во-вторых, диспергирующим прибором, в-третьих, способом регистрации

магнитного поля. При фотографических и визуальных измерениях магнитного поля предпочтение часто отдается первой группе методов (А) из числа перечисленных в конце предыдущего параграфа. Как видно из таблицы, обычно применяется анализатор круговой поляризации. На некоторых обсерваториях для определения относительного положения зеемановских компонентов исследуемой спектральной линии был применен анализатор, состоящий из мозаики пластинок  $\lambda/4$  и поляроида, или же из пластинки  $\lambda/4$  и поляроидной мозаики, устанавливаемой вплотную перед входной щелью спектрографа. Первый анализатор, примененный впервые на обсерватории Маунт Вилсон, состоял из мозаики слюдяных полосок, нарезанных так, что одноименные оси соседних полосок взаимно перпендикулярны. Поляроид, оси которого составляют с осями полосок  $\lambda/4$  угол  $45^\circ$ , устанавливался за мозаикой по ходу луча. Высота каждой полоски должна быть достаточно большой, чтобы примерно  $2/3$  ее спектра не было искажено светом, рассеянным на краях полосок. С другой стороны, высота полосок должна быть как можно меньше для получения высокого пространственного разрешения. В Крымской астрофизической обсерватории была применена поляроидная мозаика, представляющая собой набор полосок поляроида, причем оси соседних полосок составляют друг с другом угол  $90^\circ$ , а с осями пластинки  $\lambda/4$  — угол  $45^\circ$ . Согласно формулам (5. 47) соседние полоски гасят противоположные  $\sigma$ -компоненты, так что спектр магнитно-расщепленной линии приобретает вид меандра (зигзага). Теоретически оба метода идентичны, однако на практике из-за поляризационного действия спектрографа с решеткой второй метод может дать заметную ошибку. Дело в том, что в анализаторе с мозаикой пластинок  $\lambda/4$  каждый зеемановский компонент, поступающий на входную щель спектрографа, имеет одно и то же направление поляризации. Наоборот, при поляроидной мозаике входящие в щель спектрографа пучки  $\sigma$ -компонентов в соседних полосках поляризованы взаимно перпендикулярно. Из-за поляризационных свойств спектрографа в последнем случае яркость полосок может быть различной, что приведет к систематическим ошибкам в определении как величины  $\gamma$ , так и (в меньшей степени)  $H$ . Преодолеть эту трудность удалось путем изменения формы нарезки поляроидной мозаики. Последняя сделана в виде сектора, а отдельные полоски нарезаны по окружности. Тогда поворотом анализатора относительно центра поляроидной сетки можно получить выравнивание яркости полосок в спектре. Для анализа линейной поляризации используется мозаика пластинок  $\lambda/2$ , только главные оси слюдяных полосок при этом составляют с осями поляроида углы  $0$  и  $45^\circ$  попеременно.

При визуальных измерениях величины расщепления линий используется плоскопараллельная стеклянная пластинка, установленная в фокальной плоскости. Пластинка перекрывает только половину высоты спектра, так что, поворачивая ее, можно совместить линии двух соседних полосок, одна из которых видна через стекло. На оси вращения пластинки закреплен лимб, проградуированный обычно в сотнях эрстедов. По нему определяется напряженность магнитного поля. Полярность получают по картине расщепления в определенной полоске, предварительно прокалиброванной в соответствии с табл. LIII. Этот метод позволяет сразу определить напряженность магнитного поля в одном измерении по всей высоте щели спектрографа. На рис. 295 дан пример фотографии спектра солнечного пятна, полученной на Крымской астрофизической обсерватории с поляроидной мозаикой.

Для измерения на спектрограммах величины расщепления линий применяются различные методы. Наиболее точным, по-видимому, является метод спектрофотометрического разделения блендирующихся компонентов зеемановского расщепления. Для быстрых и массовых измерений предпочитают метод прямого измерения расщепления при помощи визуального спектрокомпаратора. При этом нить окуляра микроскопа наводится несколько раз,

например, на центр одного из компонентов расщепленной линии, а затем на центр тяжести атмосферной линии в середине каждой полоски. Часто используют для таких измерений магнитных полей пятен линию FeI  $\lambda=6302,503 \text{ \AA}$ , которая находится между двумя атмосферными линиями молекулярного кислорода  $\lambda=6302,771$  и  $6302,005 \text{ \AA}$ , практически постоянной интенсивности. Данные об указанной линии, как и о других линиях, удобных для измерения магнитных полей и с большим значением  $g\lambda^2$ , приведены в табл. LV. При из-

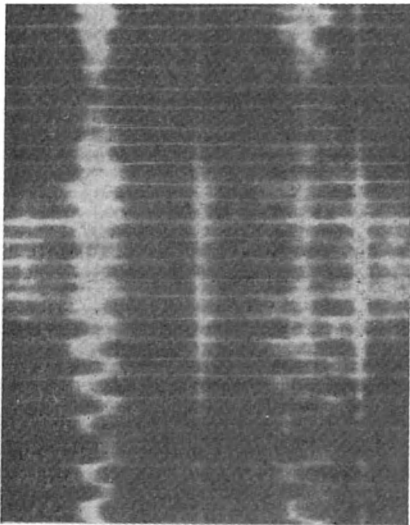


Рис. 295.

мерениях на спектрокомпараторе возникают систематические ошибки, зависящие от характера наведения нити на линию, а также от картины расщепления линии. Поэтому требуется предварительное получение редуccionной кривой, как и при визуальных измерениях полей.

При использовании анализаторов с мозаикой поляроидов и пластинок  $\lambda/4$ , кроме ограничения в пространственном разрешении, которое определяется шириной полосок и масштабом изображения Солнца на щели спектрографа, следует учитывать влияние доплеровских сдвигов на измерение магнитного поля, так как компоненты  $\sigma_R$  и  $\sigma_V$  в этом случае относятся к разным участкам пятна. Естественно, эти ошибки тем больше, чем меньше размеры пятен. Указанных недостатков можно избежать, если вместо поляроида после пластинки  $\lambda/4$  (или  $\lambda/2$ ) использовать призму двойного лучепреломления. Тогда на щели спектрографа получаются два изображения пятна, свет в которых поляризо-

ван во взаимно перпендикулярных направлениях и, соответственно, наблюдаются два спектра. В фокальной плоскости спектрографа, т. е. в любой точке пятна, можно одновременно наблюдать оба  $\sigma$ -компонента. Пространственное разрешение обычно ограничивается качеством изображения. Этот метод применим при сравнительно небольших масштабах изображения Солнца на щели спектрографа. В Пулковской обсерватории применяется несколько его модификаций. В одной из них призма Волластона устанавливается перед фокальной плоскостью камеры спектрографа ( $f=7850 \text{ мм}$ ) в слабо сходящемся пучке. При визуальных измерениях линии нить микроскопа, в кото-

ТАБЛИЦА LV

| Длина волны, $\text{\AA}$ | Элемент | Интенсивность по Роуланду |       | Потенциал возбуждения, эв |         | Переход           | Зеемановская структура | $10^{-10} g\lambda^2, \text{ см}^2$ |
|---------------------------|---------|---------------------------|-------|---------------------------|---------|-------------------|------------------------|-------------------------------------|
|                           |         | диск                      | пятно | нижний                    | верхний |                   |                        |                                     |
| 5250,218                  | Fe I    | 2                         | 3     | 0,121                     | 2,471   | $aD_0 - z^7D_1$   | $\frac{(0)3}{1}$       | 83                                  |
| 6173,348                  | Fe I    | 5                         | 5     | 2,213                     | 4,212   | $a^5P_1 - y^2D_1$ | $\frac{(0)5}{2}$       | 95                                  |
| 6302,508                  | Fe I    | 5                         | 4     | 3,671                     | 5,629   | $z^5P_1 - e^5D_1$ | $\frac{(0)5}{2}$       | 100                                 |



рый рассматривается спектр, последовательно наводится на  $\sigma$ -компоненты взаимно перпендикулярно поляризованных изображений избранных участков пятна. Анализаторы с призмой двойного преломления, как и с мозаикой, применяются теперь на многих обсерваториях для ежедневных наблюдений магнитных полей солнечных пятен по программе службы Солнца.

Призма Волластона может устанавливаться также и за щелью спектрографа, причем пластинка  $\lambda/4$  помещается непосредственно перед щелью. Это дает возможность фотографировать широкий участок спектра. Расстояние призмы от щели зависит от размера призмы (пучок, идущий от щели, должен полностью проходить через нее) от угла разведения лучей  $\alpha$  и от того, на какое расстояние  $\Delta x$  желательно раздвинуть два спектра в фокальной плоскости спектрографа. Эти величины связаны следующим соотношением:

$$\Delta x = 2l \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}.$$

Призму следует выбрать с таким углом разведения, чтобы пучки света хорошо заполняли коллиматорное зеркало. Применение этой схемы с использованием ахроматической пластинки  $\lambda/4$  на четырехкамерном спектрографе горизонтального телескопа Пулковской обсерватории позволило измерить магнитное поле одновременно по линиям  $\lambda = 6302,5 \text{ \AA}$ , D Na и  $H_{\alpha}$ , т. е. определить магнитные поля пятен на разных высотах атмосферы Солнца. Следует учесть поляризационное действие спектрографа. Точность определения магнитных полей при достаточно больших полях составляет около 50—100 э. Для повышения точности Клубер применил толстую кварцевую пластинку Вуда, вырезанную параллельно оптической оси кристалла.

Другая группа методов основана на использовании поляризационной интерферометрии. Так, Эман, для лучшего разделения зеемановских компонентов применил полярископ Савара. Для пространственного анализа магнитных полей солнечных пятен Тренор предложил использовать компенсатор Бабинне. В сильном магнитном поле, составляющем с лучом зрения произвольный угол  $\gamma$ ,  $\sigma$ -компоненты будут поляризованы эллиптически. Согласно соотношению (5.36) величина отношения малой оси эллипса поляризации к большой ( $\operatorname{tg} \beta$ ) определяет угол между направлением магнитного поля и лучом зрения. Если известен также азимут проекции вектора на плоскость, перпендикулярную к лучу зрения, то направление поля полностью определено. Все рассмотренные выше методы дают надежные результаты только при от-

носительно сильных полях, т. е. когда  $\frac{2\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda} \geq 1$ . Для измерения слабых магнитных полей (например, общее поле Солнца) был разработан и применен ряд интересных, но трудоемких фотографических и визуальных методов с использованием интерферометра Фабри—Перо или пластинки Льюммера. Однако в дальнейшем они были вытеснены более точными фотоэлектрическими методами.

Общим недостатком рассмотренных выше фотографических методов является то, что одно наблюдение дает лишь один разрез магнитного поля пятна, в то время как часто задача заключается в исследовании распределения поля в пятне или группе пятен. В последнее время появилось несколько новых методов, решающих эту задачу в той или иной мере. Так, на Медонской обсерватории применяется метод «прыгающей кассеты»: перед щелью спектрографа устанавливается анализатор — мозаика пластинок  $\lambda/4$  и поляриод; щель скачком меняет положение на изображении диска Солнца, и синхронно с ней дискретно перемещается сравнительно широкая (шириной порядка наибольшего расщепления) выходная щель в фокальной плоскости спектрографа. На пластинке, стоящей за этой щелью, получается дискретная последовательность изображений магнитно-расщепленной линии в двух измерениях.

Таким образом, картину распределения магнитных полей можно получить примерно за пять минут. Несколько иной способ применен в Пулковской обсерватории на втором горизонтальном телескопе, где использовано так называемое эскалирование, т. е. при непрерывном медленном движении изображения Солнца на щели спектрографа через равные интервалы времени проводится фотографирование спектра.

Лейтон разработал оригинальный метод, позволяющий получить непрерывное распределение напряженности поля в двух измерениях на диске Солнца. В основе этого метода лежит принцип фотометрического вычитания.

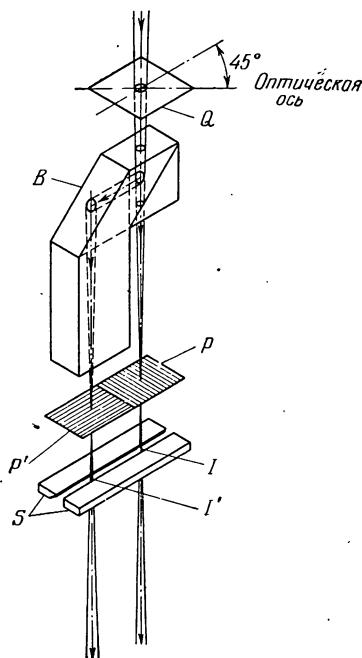


Рис. 296.

Перед щелью спектрогелиографа (рис. 296) устанавливается четвертьволновая пластинка  $Q$  и призма  $B$ , которая строит на входной щели спектрогелиографа два равных по размерам и яркости изображения  $I$  и  $I'$  исследуемой области Солнца. Если на пути каждого из пучков поставить по поляриоиду  $P$  и  $P'$ , причем оси их располагаются под углом  $90^\circ$  друг к другу и в свою очередь ориентированы под углом  $45^\circ$  к пластинке  $Q$ , то получим простейший анализатор. Один из полярироидов гасит лево-, а другой право-циркулярно поляризованное излучение. Выходная щель спектрогелиографа устанавливается в крыле чувствительной к магнитному полю линии (использовалась линия  $\text{Ca I } \lambda 6102,7 \text{ \AA}$ ). Полученные два изображения показывают одинаковые изменения яркости в тех точках солнечной поверхности, где нет продольной составляющей магнитного поля (рис. 294, а); в тех же точках, где она есть, изменение яркости на обеих спектрогелиограммах противоположное. Фотографическое вычитание производится следующим образом. С одного из снимков делается контактный отпечаток, который проявляется до коэффициента контрастности 1. Если полученный позитив наложить на снимок, с которого сделан отпечаток,

то должен наблюдаться однородный серый фон; тем самым исключаются любые вариации яркости (это применяется как проверка). Если же этот позитив наложить на второй негатив, то компенсация будет происходить только в местах вариации яркости, не связанной с магнитным полем, в то время как разность яркостей, вызванная магнитным полем, удваивается. Такой процесс фотографической обработки трудоемок, так как требует тщательного исключения появляющихся ложных вариаций яркости. Самое слабое магнитное поле, которое можно обнаружить методом Лейтона, имеет напряженность 50 э. Время получения одной пары спектрогелиограмм составляет для линии  $\text{Ca I } \lambda = 6102,7 \text{ \AA}$  примерно 3 минуты.

Метод Лейтона удобен для исследования сравнительно быстрых изменений полей на больших участках поверхности Солнца. Кроме того, если получить пару спектрогелиограмм в двух крыльях линии (без поляризационной оптики), то этим методом можно определить также доплеровские смещения. Дальнейшего уменьшения выдержки можно достигнуть, если использовать не спектрогелиограф, а узкополосный интерференционно-поляризационный светофильтр, чтобы выделить часть крыла той или иной магниточувствительной линии. Такой способ для определения магнитного поля

в хромосфере использовал Харви. Перед интерференционно-поляризационным светофильтром для области  $H_\alpha$  с полосой пропускания  $0,5 \text{ \AA}$  устанавливалась пластинка  $\lambda/4$ . Снимки в крыле  $H_\alpha$  делались при двух положениях ( $+45^\circ$  и  $-45^\circ$ ) пластинки  $\lambda/4$ , затем проводилась процедура фотографического вычитания, как описано выше. Чувствительность метода составляла около 100 э.

**§ 186. Фотоэлектрические методы.** Как отмечалось выше, фотоэлектрические измерения магнитных полей основаны на дифференциальном фотометрическом методе и довольно просты. В настоящее время для измерения слабых магнитных полей применяется способ, основы которого разработаны и осуществлены Бэбкоком в приборе, названном им солнечным магнитографом. Одним из основных узлов солнечного магнитографа является электрооптический модулятор (ЭОМ), который обычно устанавливается перед или непосредственно за щелью спектрографа. Модулятор для анализа циркулярной поляризации состоит из двупреломляющей пластинки, которая создает разность хода  $\pm \lambda/4$ , и поляроида, оси которого ориентированы под углом  $45^\circ$  к осям пластинки. В качестве первого элемента используют кристалл ADP ( $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ) или KDP ( $\text{K}_2\text{H}_2\text{PO}_4$ ), вырезанный перпендикулярно к оси  $Z$ . Если вдоль оси  $Z$  такого кристалла приложить электрическое поле, то для света, проходящего вдоль этой оси, одноосный кристалл становится двуосным. При этом разность фаз, возникающая между обыкновенным и необыкновенным лучами, определяется для данной длины волны  $\lambda$  выражением

$$\delta = \frac{\alpha U}{\lambda} n^3,$$

где  $n$  — коэффициент преломления для кристаллов ADP ( $n \approx 1,52$ ),  $\alpha = 8,2 \cdot 10^{-7} \text{ см/кв}$ , а  $U$  — разность потенциалов, приложенная в том же направлении, в киловольтах. Так, для получения в кристалле ADP разностей хода от  $-\pi/2$  до  $+\pi/2$  для  $\lambda = 5250 \text{ \AA}$ , необходимо приложить переменное напряжение с амплитудой около 4,6 кв. Следует иметь в виду, что разность хода существенно зависит от угла падения света на кристалл.

В магнитографе Бэбкока используются две выходные щели, расположенные в крыльях магниточувствительной линии симметрично относительно ее центра. За каждой щелью установлен фотоумножитель. Это позволяет свести к минимуму эффект инструментальной поляризации, а также автоматически удерживать линию симметрично относительно щелей. Схема образования сигналов в магнитографе представлена на рис. 297. В случае чисто продольного поля ( $\gamma = 0$ ) при модуляции разности хода на  $\pm \lambda/4$  происходит поочередное гашение в правом (при  $-\lambda/4$ ) и левом (при  $+\lambda/4$ ) крыльях линии, так что эта модуляция вызывает поочередное, равное по величине и противоположное по фазе изменение яркости в первой и второй щелях (рис. 297, а). Внизу схематически изображен ход изменения фототока в каналах I и II электрической схемы в зависимости от модуляции для соответствующих щелей ( $a$  — амплитуда колебаний). В магнитографе Бэбкока из фототока, возникающего в канале II, вычитается фототок канала I (этого достигают задержкой фазы фототока I на полпериода и сложением фототоков), так что результирующий ток будет колебаться в пределах  $\pm 2a$ . После предварительного усиления сигнал поступает на синхронно-фазовый детектор, который «запоминает» амплитуды сигнала и складывает их. В итоге результирующий сигнал будет равен  $4a$ . Если  $I_+$  и  $I_-$  — интенсивности в каналах II и I для фазы  $+\lambda/4$  и  $-\lambda/4$ , так что  $2a = I_+ - I_-$ , то сигнал продольного поля

$$\delta_{||} = 2(I_+ - I_-).$$

Для выделения сигнала поперечного магнитного поля ( $\gamma=90^\circ$ ) проводится модуляция фазы от 0 до  $+\lambda/2$  (рис. 297, б). Так как в этом случае сигналы линейной поляризации, поступающие в каналы I и II, одинаковы по величине и фазе, их следует не вычитать, как ранее, а складывать. При этом происходит гашение постоянной составляющей и переменного фототока с амплитудой  $2a$  в каждом канале, а поляризованное реле дает результирующий сигнал

$$\delta_{\perp} = 2(I_- - I_+),$$

где  $I_-$  и  $I_+$  — интенсивности в фазах  $\lambda/2$  и 0 для каналов II и I соответственно.

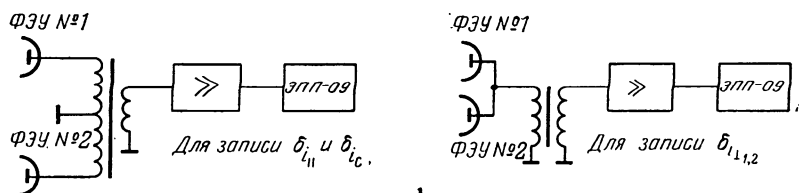
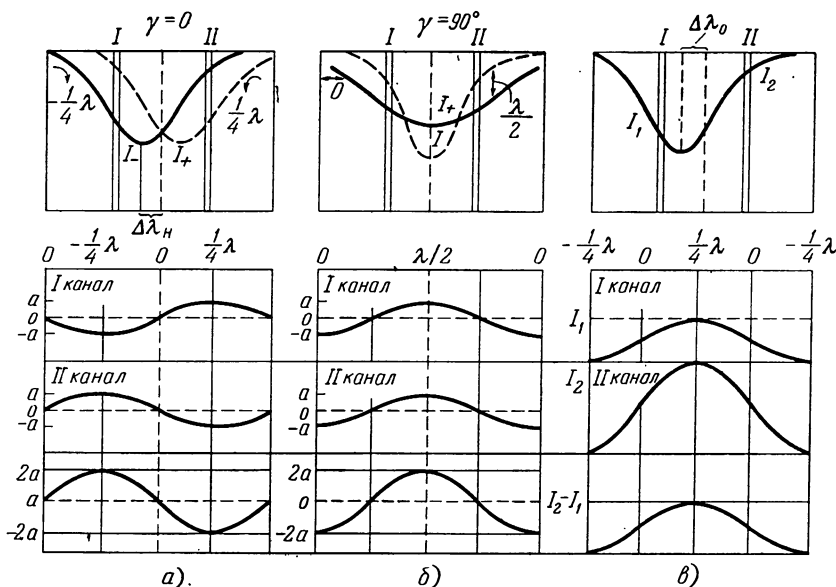


Рис. 297.

Однако если существует инструментальная поляризация, то уровень непрерывного спектра будет различаться при фазе 0 и  $\lambda/2$ , так что разность  $(I_- - I_+)$  будет содержать еще постоянную составляющую, дающую ложный сигнал. Легко видеть, что подобный ложный сигнал возникает и при продольном поле, если в магнитографе применяется только одна выходная щель.

Другой причиной, вызывающей ложный сигнал как  $\delta_{\parallel}$ , так и  $\delta_{\perp}$ , является сдвиг линии в целом относительно щелей. Сдвиги линии могут вызываться движением газов на Солнце, а также колебаниями показателя преломления воздуха и другими причинами. Для удерживания линий симметрично на щелях перед последними ставится плоскопараллельная пластинка, которая автоматически поворачивается мотором от тока, пропорционального постоянной составляющей разности потоков света, проходящих через обе щели. Этот ток возникает в случае разбаланса анодных токов фотоумножителей при сдвиге линии со щели, поэтому перед наблюдениями необходимо проводить баланси-

ровку анодных токов обоих фотоумножителей в области непрерывного спектра. Однако при изменении интенсивности наблюдаемого излучения все же может произойти разбаланс, так как невозможно подобрать два фотоумножителя с одинаковыми характеристиками. Поскольку поворот пластинки пропорционален доплеровскому сдвигу линии, то такое устройство позволяет также регистрировать лучевые скорости газов в солнечной атмосфере.

Для устранения влияния инструментальной поляризации необходимо провести ее компенсацию по амплитуде и фазе. Однако, как показали исследования, фазовые изменения для алюминированных зеркал пренебрежимо малы. Поэтому для компенсации инструментальной поляризации обычно применяют стопу плоскопараллельных стеклянных пластин, устанавливаемых перед ЭОМ. Соответствующим наклоном этой стопы добиваются того, чтобы сигнал  $\delta_{\parallel}$  обратился в нуль, если на щели фотометра падает непрерывный спектр. С другой стороны, величина сигнала зависит от коэффициента усиления, прозрачности атмосферы и других факторов, поэтому необходимо проводить калибровку сигналов. Для калибровки продольного поля используется сигнал, возникающий при доплеровском сдвиге линии в отсутствие магнитного поля. Образование сигнала при сдвиге линии показано на рис. 297, в. Он возникает за счет различия яркости в обеих щелях, если сигнал промодулирован, а электрическая схема работает по принципу вычитания, так же как при записи продольного поля. Для модуляции сигнала круговой поляризации перед ЭОМ устанавливается дополнительно циркулярный поляризатор (поляроид + пластинка  $\lambda/4$ ), ориентированные соответствующим образом. Такая система работает как оптический затвор: при фазе кристалла —  $\lambda/4$  свет не проходит, а при фазе  $+\lambda/4$  он проходит.

Сравнение рис. 297, а и в показывает, что доплеровский сдвиг линии  $\Delta\lambda_c$  соответствует сдвигу  $\sigma$ -компонента при расщеплении  $\Delta\lambda_H = \Delta\lambda_c$ , а сигнал калибровки ( $\gamma=0$ ) равен

$$\delta_c = I_2 - I_1 = 2a = \frac{1}{2} \delta_{\parallel}. \quad (5.59)$$

В общем случае (при произвольном  $\gamma$  и учете конечной ширины щели электрофотометра) согласно формуле (5.54) сигналы магнитографа можно записать в следующем виде:

$$\delta_{\parallel} = 2a_{\parallel} (I_+ - I_-) = a_{\parallel} \mathcal{J}_0 \int_{v_1}^{v_2} r_v dv,$$

где  $a_{\parallel}$  — коэффициент пропорциональности, характеризующий прозрачность оптики и электрическую схему, иначе:

$$\delta_{\parallel} = a_{\parallel} \mathcal{J}_0 f_1^0(H, \gamma) \cos \gamma \quad (5.60)$$

и аналогично

$$\delta_{\perp 1} = a_{\perp} \mathcal{J}_0 \varphi_1^0(H, \gamma) \sin^2 \gamma \sin 2\chi, \quad (5.61)$$

где

$$f_1^0(H, \gamma) = \frac{1}{\cos \gamma} \int_{v_1}^{v_2} r_v dv, \quad (5.62)$$

$$\varphi_1^0(H, \gamma) = \frac{1}{\sin^2 \gamma} \int_{v_1}^{v_2} r_{\varphi} dv, \quad (5.63)$$

$(v_2 - v_1)$  — ширина щели фотометра.

Для сигнала калибровки, согласно соотношению (5.59) при  $\Delta\lambda_c = \Delta\lambda_H$ , имеем

$$\delta_c = \frac{1}{2} a_{\parallel} \mathcal{J}'_0 f_1^0(H_0, 0), \quad (5.64)$$

где  $\mathcal{J}'_0$  — интенсивность непрерывного спектра в месте калибровки.

Выражения (5.60) и (5.61) дают два уравнения из четырех, необходимых для полной характеристики поляризованного света. Третье уравнение можно получить, например, если наряду с записью сигнала  $\delta_{\perp 1}$  провести еще одну запись сигнала  $\delta_{\perp 2}$ , при которой анализатор установлен так, что угол  $\chi$  заменяется на  $\chi + 45^\circ$ , т. е.

$$\delta_{\perp 2} = a_{\perp} \mathcal{J}_0 \varphi_1^0(H, \gamma) \sin^2 \gamma \cos 2\chi. \quad (5.65)$$

Тогда (см. формулу (5.46)), величина  $\chi$  в первом приближении определяется независимо от теории из выражения

$$\operatorname{tg} 2\chi = \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}}. \quad (5.66)$$

Для определения  $H$  и  $\gamma$  необходимо выразить сигналы  $\delta_{\parallel}$ ,  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$  через сигнал калибровки  $\delta_c$ :

$$\delta_{\parallel} = \frac{a_{\parallel}}{a_c} \frac{\delta_c}{\frac{1}{2} \mathcal{J}'_0 f_1^0(H_0)} \mathcal{J}_0 f_1^0(H, \gamma) \cos \gamma, \quad (5.67)$$

$$\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2} = \frac{a_{\perp}}{a_c} \frac{\delta_c}{\frac{1}{2} \mathcal{J}'_0 f_1^0(H_0)} \mathcal{J}_0 \varphi_1^0(H, \gamma) \sin^2 \gamma. \quad (5.68)$$

Для решения уравнений (5.67) и (5.68) необходимо знать также из наблюдений яркость в крыле линии  $\mathcal{J}$ , или в непрерывном спектре  $\mathcal{J}_0$ . Это четвертый параметр Стокса. Учет ее можно вести как при обработке наблюдений, так и введя в схему автоматический компенсатор яркости. При применении компенсатора любое изменение яркости сказывается на сигналах  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$ , так что коэффициенты  $a_c$ ,  $a_{\parallel}$  и  $a_{\perp}$  оказываются связанными выражением

$$\frac{2a_{\perp} \mathcal{J}_0}{a_c \mathcal{J}'_0} = \frac{2a_{\parallel} \mathcal{J}_0}{a_c \mathcal{J}'_0} = 1.$$

Тогда

$$\delta_{\parallel} = \frac{\delta_c}{f(H_0)} f_1^0(H, \gamma) \cos \gamma$$

и

$$\delta_{\perp} = \frac{\delta_c}{f(H_0)} \varphi_1^0(H, \gamma) \sin^2 \gamma. \quad (5.69)$$

Решение уравнений (5.67), (5.68) или (5.69) можно провести либо по соответственно построенным номограммам либо на ЭВМ. Функции  $f(H, \gamma)$  и  $\varphi(H, \gamma)$  вычисляются по формулам (5.62) и (5.63) на основании той или иной теории образования линий поглощения в магнитном поле. Так, если применяется теория Унно, то функции  $f$  и  $\varphi$  могут быть вычислены из соотношений (5.53) и (5.54) соответственно. Однако Д. Н. Рачковский показал, что в первом приближении все теории дают одинаковый ход этих функций, если принять один и тот же профиль коэффициента поглощения. Значение  $f(H_0)$  в формуле (5.64) находится из рис. 298 по величине  $H_0$ , которая в свою очередь определяется из соотношения  $\Delta\lambda_c = \Delta\lambda_H$ , откуда

$$H_0 = 2,19 \cdot 10^4 \frac{v}{c g \lambda}.$$

На рисунке 298 приведен ход  $f(H, 0)$  и  $\varphi(H, 90^\circ)$ , рассчитанный для линии Fe  $\lambda=5250,2 \text{ \AA}$ . Ширина выходных щелей была выбрана так, что  $\lambda_1=0,0370$  и  $\lambda_2=0,095 \text{ \AA}$ , а доплеровская ширина линии принята  $\Delta\lambda_D=0,0375 \text{ \AA}$ . Обе функции сначала возрастают вместе с увеличением поля и достигают максимума примерно при  $H=1700 \text{ э}$ , а затем убывают. Наличие максимума и дальнейшее убывание этих функций связано с тем, что для сильных полей расщепление превосходит расстояние между щелями. Функция  $f(H, 0)$  растет линейно в интервале  $0 < H < 350 \text{ э}$ , затем ее рост замедляется. Примерно в тех же пределах функция  $\varphi(H, 90^\circ)$  растет как  $H^2$ , что находится в согласии с выражениями (5. 54) и (5. 55). Применение других линий с меньшей величиной  $g$  может значительно увеличить диапазон линейного хода  $f(H)$ . Значение функции  $\varphi(H, 90^\circ)$  при малых полях ( $H < 100 \text{ э}$ ) почти на два порядка меньше  $f(H, 0)$ . Это определяет чувствительность метода измерения поперечных полей: если шумы продольного поля  $\sim 1 \text{ э}$ , то шумы поперечного поля  $\sim 100 \text{ э}$ . Однако при  $H > 300 \text{ э}$  величины  $f$  и  $\varphi$  различаются уже только примерно в 2—4 раза. Поэтому полный вектор  $H$  уверенно определяется только при напряженностях, больших чем  $150 \text{ э}$ .

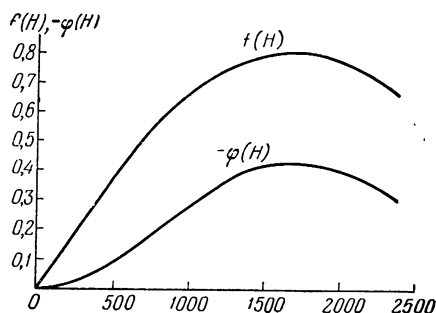


Рис. 298.

Из сказанного выше следует, что благодаря применению теории стало возможным использовать магнитограф для измерения не только слабых, но и сильных магнитных полей. Хотя нужно отметить, что как калибровка, так и интерпретация наблюдаемых сигналов сопряжены с определенными трудностями.

Обычно наблюдения на магнитографе заключаются в получении карт распределения магнитных полей исследуемой области на Солнце. Для этого проводят сканирование изображения Солнца с определенной скоростью  $v$  и разрешением, определяемым шириной  $R$  и высотой  $h$  входной щели спектрографа. Если запись ведется с постоянной времени  $\tau$  электрической схемы, то должно быть  $v \leq \frac{R}{\tau}$  сек. дуги/сек. Регистрация сигналов  $\delta_{||}$ ,  $\delta_{\perp,2}$ ,  $\mathcal{J}_0$  или  $\mathcal{J}$  (последовательно или одновременно) осуществляется на ленте самописца или запись ведется сразу на магнитную ленту с последующей обработкой по приведенным выше формулам. Калибровка сигналов проводится путем регистрации лучевых скоростей вращения Солнца на экваторе. Чувствительность фотоэлектрического метода записи магнитного поля определяется отношением сигнал/шум. Величина шумов для данной линии зависит от постоянной времени  $\tau$  в сек и яркости спектра или площади  $s$  на поверхности Солнца, вырезаемой щелью спектрографа и выражаемой в  $\text{сек}^2$  дуги, т. е.

$$\delta_m = c (\tau s)^{-1/2}.$$

Величина шумов обычно определяется по максимальной амплитуде шумовой дорожки при выключенном модуляторе (или расфокусированном изображении Солнца на щели спектрографа) и калибруется в эрстедах. Если из наблюдений известны значения  $\delta_m$ ,  $\tau$ ,  $s$ , то постоянная  $c$  характеризует магнитограф при  $\tau=1 \text{ сек}$  и  $s=(1'')^2$ . Она может быть полезной для сравнения различных магнитографов. Если отнести диаметры  $D$  зеркал телескопов, использованных при наблюдениях, к одному и тому же  $D_0$ , то

$$C_0 = \delta_m (\tau s)^{1/2} \frac{D}{D_0}. \quad (5. 70)$$

В табл. LVI собраны на основе литературных источников, по наблюдениям в линии  $\lambda=5250,2 \text{ \AA}$  основные характеристики нескольких магнитографов ( $D_0=500 \text{ мм}$ ).

ТАБЛИЦА LVI

| Обсерватория | Щель спектрографа, (сек · дуги) <sup>2</sup> | Постоянная времени, сек | Шумы, гс | Диаметр зеркал телескопа, мм | C, гс | C <sub>0</sub> , гс |
|--------------|----------------------------------------------|-------------------------|----------|------------------------------|-------|---------------------|
| Крым         | 2,5×9                                        | 2,5                     | ±2       | 400                          | 15    | 12                  |
| Сиб. ИЗМИР   | 25                                           | 2,5                     | ±1,4     | 440                          | 11    | 9,7                 |
| Китт Пик     | 1×1                                          | 1                       | ±3       | 1600                         | 3     | 9,7                 |
| Маунт Вилсон | 10×10                                        | 5                       | ±1       | 300                          | 22,4  | 13,5                |
| Пулково      | 13,3                                         | 4                       | ±3       | 410                          | 22    | 12,5                |

В табл. LVII приведен перечень магнитографов, действующих к 1970 г. Основное различие их определяется типом применяемого ЭОМа и связанными с этим особенностями электрической схемы и конструкции магнитографа. Во всех магнитографах присутствует в качестве обязательного элемента анализатор циркулярной поляризации, состоящий из кристалла АДР и поляризатора. Интенсивность излучения, прошедшего через такой ЭОМ, определяется выражением (5. 40). Для измерения также и поперечного поля используется более сложный ЭОМ, который отличается от простого тем, что перед ним устанавливается еще один двоякопреломляющая пластинка. Интенсивность

ТАБЛИЦА LVII

| Обсерватория                        | Тип магнитографа *)                | Элементы анализатора поляризации **)                                                                            | Источник                                                                                                                                |
|-------------------------------------|------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1. Маунт Вилсон<br>2. Крымская ***) | $H_{\parallel}$<br>$H_{\parallel}$ | ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )<br>[ $\lambda/4$ (0 и $45^\circ$ ), ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ ) | Бэбкок (1953)<br>Н. А. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов (1958)<br>В. Е. Степанов, А. Б. Северный (1962)<br>Б. Йошпа и др. (1965) |
| 3. ИЗМИР АН СССР***)                | $\bar{H}$                          | $\lambda/4$ ( $30^\circ$ ), ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )                                               | Беггс и фон Клубер (1964)                                                                                                               |
| 4. Кембриджская (Мальта)            | $H_{\parallel}$                    | ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )                                                                           | Ли, Раст и Зирин (1965)                                                                                                                 |
| 5. Клаймакс (США)                   | $H_{\parallel}$                    | ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )<br>(с автоматической калибровкой)                                         | Кузнецов Д. А., Куклин Г. В., Степанов В. Е. (1966)                                                                                     |
| 6. Сиб. ИЗМИР (Иркутск) ***)        | $\bar{H}$                          | $\lambda/4$ ( $13^\circ$ , 1), $\lambda/4$ ( $0^\circ$ ) ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )                  | Ихсанов Р. Н., Платонов Ю. П. (1967)                                                                                                    |
| 7. Пулковская                       | $\bar{H}$                          | $\lambda/2$ (rot), ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )                                                        | Ливингстон (1968)                                                                                                                       |
| 8. Китт Пик ***)                    | $H_{\parallel}$                    | ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )                                                                           | Дойбнер, Киппенхойер, Лидлер (1969)                                                                                                     |
| 9. Институт Фраунгофера, Капри      | $\bar{H}$                          | $\lambda/4$ (rot), ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )                                                        | Вьер (1969)                                                                                                                             |
| 10. Локарно                         | $\bar{H}$                          | $\lambda/13,7$ ( $0^\circ$ ) ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ )                                              | Ливингстон и др. (1970)                                                                                                                 |
| 11. Китт Пик                        | $H_{\parallel}$                    | ЭОМ ( $\lambda/4$ ), P ( $45^\circ$ ) — 40 каналов                                                              |                                                                                                                                         |

\*)  $H_{\parallel}$  — магнитограф, измеряющий продольную составляющую магнитного поля;  $\bar{H}$  — магнитограф полного вектора.

\*\*) ЭОМ ( $\lambda/4$ ) — электро-оптический модулятор света, создающий разность фаз  $\pm \lambda/4$ ;  $\lambda/4$  ( $13^\circ$ , 1) — оси двупреломляющей пластинки повернуты относительно осей ЭОМ на  $13,1^\circ$ ; P ( $45^\circ$ ) — поляроиц (или николь), оси которого установлены под углом  $45^\circ$  к осям ЭОМ.

\*\*\*) Наблюдения  $H_{\parallel}$  могут проводиться в двух линиях одновременно.



излучения, прошедшего через сложный ЭОМ, дается формулой, подобной выражению (5. 40). Если учесть, что обыкновенная ось второй двоякопреломляющей пластинки составляет с осью первой угол  $\psi$  и дает разность фаз  $\delta_1$ , то после тригонометрических преобразований с учетом соотношения (5. 29) и выбора системы координат, в которой  $U=0$ , получим (при  $\xi=45^\circ$ )

$$I = 0,5 \{ \mathcal{I} - Q [\cos(\chi - \psi) \sin 2\psi \cos \delta_1 + \sin 2(\chi - \psi) \cos 2\psi \cos \delta \cos \delta_1 - \sin 2(\chi - \psi) \sin \delta \sin \delta_1] - V (\cos 2\psi \sin \delta \cos \delta_1 + \sin \delta_1 \cos \delta) \}. \quad (5. 71)$$

Выражение (5. 71) несет в себе всю информацию о состоянии поляризации в данной точке профиля магнитно-расщепленной линии.

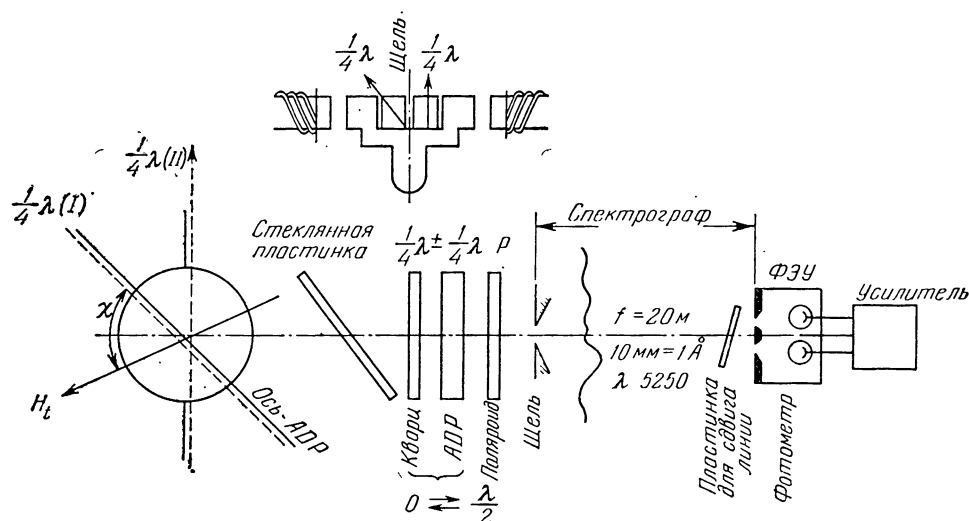


Рис. 299.

Рассмотрим особенности некоторых магнитографов. Элементы магнитографа Крымской астрофизической обсерватории схематически представлены на рис. 299. Кристалл и поляризатор помещены за щелью спектрографа башенного солнечного телескопа. В фокальной плоскости спектрографа устанавливается фотометр; конструкция щели позволяет записывать также интенсивность ядра исследуемой линии на дополнительном фотоумножителе, не указанном на рисунке. Наблюдения продольной составляющей поля проводятся обычно по схеме Бэбкока. Если на кристалл подавать напряжение в форме

$$\delta = \frac{\pi}{2} \sin \Omega t \quad (5. 72)$$

и ограничиться только частотами, соответствующими  $\Omega$  и  $2\Omega$ , то сигнал продольной составляющей образуется вычитанием интенсивности в двух крыльях, т. е.

$$\delta_{||} = \mathcal{I}_0 a_1 J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) r_V, \quad (5. 73)$$

что совпадает с (5. 60) при бесконечно узких щелях фотометра. Здесь  $J_1$  — функция Бесселя первого рода.

Чтобы правильно компенсировать (и регистрировать) лучевые скорости, интенсивность немодулированной части света в щелях должна быть одинаковой, т. е.

$$\Delta \mathcal{I}(0) = \mathcal{I}_+(0) - \mathcal{I}_-(0) \equiv 0. \quad (5. 74)$$

Для наблюдения поперечной составляющей в магнитографе Крымской астрофизической обсерватории перед кристаллом ADP установлена пластинка  $\lambda/4$  так, чтобы в одном случае оси их совпадали, а в другом составляли угол  $45^\circ$ . Тогда  $\delta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\psi_1 = 0$ ,  $\psi_2 = 45^\circ$ , и сигналы поперечной составляющей  $\delta_{11}$  и  $\delta_{12}$  выделяются на основной частоте  $\Omega$  по схеме сложения:

$$\left. \begin{aligned} \delta_{11} &= a_1 \mathcal{J}_0 J_1 \left( \frac{\pi}{2} \right) r_Q \sin 2\chi, \\ \delta_{12} &= a_1 \mathcal{J}_0 J_1 \left( \frac{\pi}{2} \right) r_Q \cos 2\chi. \end{aligned} \right\} \quad (5.75)$$

Недостатком метода является необходимость последовательного трехкратного сканирования исследуемой области, что занимает в среднем 1,5—2 часа. За это время могут произойти изменения как в условиях наблюдений, так и в самой исследуемой области. Кроме того, трудно дважды провести сканирование точно по одному и тому же месту. Для одновременной записи двух сигналов поперечного поля (5.75) применено устройство, которое позволяет модулировать ориентацию пластинки  $\lambda/4$ , а именно, две пластинки  $\lambda/4$ , оси которых составляют угол  $45^\circ$ , поочередно (с частотой 20 гц) устанавливаются перед щелью спектрографа. Можно одновременно записывать и продольную составляющую поля, если выделить сигнал на частоте  $2\Omega$ , однако при этом величина  $\Delta \mathcal{J}(0) \neq 0$ , т. е. записи сигналов магнитного поля и лучевых скоростей искажаются.

Другой принцип одновременной записи полного вектора магнитного поля был предложен и осуществлен в ИЗМИР АН СССР. Здесь пластинка  $\lambda/4$  устанавливается неподвижно под заданным углом ( $30^\circ$ ) к оси поляроида. Сигналы выделяются на основной и удвоенной частотах, что позволяет получить все четыре параметра Стокса. В магнитографе полного вектора напряженности магнитного поля Сиб. ИЗМИР АН СССР (Иркутск) дополнительно к первой установлена вторая пластинка  $\lambda/4$ , соосная с кристаллом ADP. Кроме того, в отличие от предыдущего, полностью сохранена схема Бэбкока, т. е. две щели и два фотоумножителя.

При применении двух фотоумножителей изменения светового потока в процессе наблюдений вызывают их разбалансировку. В схеме магнитографа Сиб. ИЗМИР АН СССР использована автоматическая балансировка, состоящая из управляющего блока, усилителя и сервомотора. Для выбранной пары фотоумножителей предварительно проводят установочными потенциометрами подбор такого режима схемы сравнения и питания фотоумножителей, при котором колебания интенсивности в 5—6 раз не вызывали бы заметного расхождения характеристик этих фотоумножителей.

Несколько иначе решена задача одновременной записи всех составляющих вектора  $H$  в пулковском шестиканальном магнитографе. В нем в качестве анализатора линейной поляризации использована вращающаяся пластинка  $\lambda/2$ , которая устанавливается перед кристаллом. Другой существенной особенностью является оригинальная конструкция фотометра магнитографа с одним фотоумножителем. Как и в магнитографе Бэбкока, в нем две щели, но они попеременно закрываются с частотой 50 гц. Кроме того, электрофотометр магнитографа устанавливается в спектрографе на место кассеты. Выражение для интенсивности света, прошедшего через такой ЭОМ, можно записать, полагая  $\delta = \pi$  в формуле (5.71):

$$I = \frac{1}{2} \mathcal{J} + Q J_0 \left( \frac{\pi}{2} \right) \sin(4\psi - 2\chi) - V J_1 \left( \frac{\pi}{2} \right) \sin \Omega t.$$

Пластинка  $\lambda/2$  вращается с частотой  $\nu = 50$  гц, т. е.  $4\psi = 4$  в. Параметры  $Q$ ,  $\chi$  выделяются на частоте  $4\psi = 200$  гц, а  $V$  на частоте  $\Omega = 400$  гц. Кроме того,

записывается величина интенсивности в исследуемом участке крыла линии. Одновременно ведут запись лучевых скоростей, а при помощи другого фотомножителя регистрируется интенсивность в непрерывном спектре  $\mathcal{J}_0$ . Величины  $Q$  и  $\chi$  могут быть разделены посредством амплитудного детектирования. Однако при значительном уровне шумов выгоднее применять синхронный детектор. Сигналы на выходе магнитографа имеют следующий вид:

$$\delta_0 = \frac{1}{2} k_0 \mathcal{J}; \quad \delta_{\parallel} = k_{\parallel} J_1 \left( \frac{\pi}{2} \right) V;$$

$$\delta_{\perp 1} = \frac{1}{2} k_{\perp} J_0 \left( \frac{\pi}{2} \right) Q \sin 2\chi; \quad \delta_{\perp 2} = \frac{1}{2} k_{\perp} J_0 \left( \frac{\pi}{2} \right) Q \cos 2\chi.$$

В этом случае выполняется условие  $\Delta \mathcal{J}(0) = 0$ .

Из сказанного следует, что современный магнитограф дает большую информацию не только о распределении магнитного поля в исследуемой площадке, но и о распределении в ней лучевых скоростей и яркости, как внутри линии, так и в непрерывном спектре. Особый интерес представляют наблюдения одновременно в двух или большем числе линий, которые позволяют получить пространственную картину магнитного поля и движения газа в исследуемой области. Такие наблюдения в настоящее время осуществлены на ряде обсерваторий. В сущности, это эквивалентно записи сразу на нескольких магнитографах. В табл. LVIII приведены некоторые из используемых

ТАБЛИЦА LVIII

| Длина волны,<br>Å | Элемент       | Интенсивность<br>по Роуланду |       | Потенциал<br>возбуждения,<br>эВ |         | Переход             | Фактор<br>Ланде $g$ | $10^{10} \frac{g\lambda^2}{\text{см}}$ |
|-------------------|---------------|------------------------------|-------|---------------------------------|---------|---------------------|---------------------|----------------------------------------|
|                   |               | диск                         | пятно | нижний                          | верхний |                     |                     |                                        |
| 4808,155          | FeI           | 0                            | 1     | 3,24                            | 5,80    | $a^3D_3 - w^3D_3^o$ | 1,3                 | 30,8                                   |
| 4886,34           | FeI           | 3                            | 3     | 4,34                            | 6,66    | $y^5D_3^o - h^5D_2$ | 1,46                | 35,8                                   |
| 5233,0            | FeI           |                              |       | 2,94                            |         |                     | 1,3                 |                                        |
| 5247,576          | CrI           | 3                            | 5     | 0,957                           | 3,309   | $a^5D_0 - z^5P_1$   | 2,5                 | 69,0                                   |
| 5250,218          | FeI           | 2                            | 3     | 0,12                            | 2,47    | $a^5D_0 - z^7D_1$   | 3,0                 | 83,0                                   |
| 5288,533          | FeI           | 2                            | 2     | 3,68                            | 6,01    | $b^1G_4 - y^1G_4^o$ | 1,10                | 30,6                                   |
| 5302,309          | FeI           | 5                            | 7     | 3,27                            | 5,60    | $z^5D_1 - e^5D_2$   | 1,5                 | 42,0                                   |
| 6302,508          | FeI           | 4                            | 5     | 3,67                            | 5,63    | $z^5P_1 - e^5D_0$   | 2,5                 | 100,0                                  |
| 6562,8            | H $_{\alpha}$ |                              |       | 10,20                           |         |                     | 1,14                |                                        |

\*) В случае сложной структуры линии величина вычислена с учетом интенсивности составляющих.

линий. Следует отметить, что при калибровке магнитного поля необходимо учитывать зависимость профилей линии от температур. При наблюдении слабых полей обычно используют линию FeI  $\lambda = 5250,2$  Å. К настоящему времени получен большой наблюдательный материал, особенно усилиями обсерватории Маунт Вилсон, где карты распределения магнитного поля по всему солнечному диску получают начиная с 1952 г. с разрешением  $70'' \times 70''$ , а затем и  $23'' \times 23''$ , и Крымской астрофизической обсерватории, где с 1957 г. ведутся в основном записи активных областей на Солнце с разрешением от  $4'',5 \times 9''$  до  $2'' \times 2''$ . Касаясь других фотоэлектрических способов измерения магнитных полей, следует упомянуть солнечный поляриметр Дольфюса, предназначенный для измерения поперечного компонента магнитного поля в интегральном свете.

Общей особенностью рассмотренных выше фотоэлектрических наблюдений является то, что для получения картины распределения магнитного поля на некотором участке Солнца необходимо провести серию разрезов в этой площадке. При этом скорости сканирования обычно невелика.

Для записи продольной составляющей поля по всему солнечному диску на магнитограф обсерватории Маунт Вилсон с разрешением  $23'' \times 23''$  необходимо 80 минут, а при разрешении, используемом в Крымской обсерватории ( $2'',5 \times 9''$ ) и расстоянии между разрезами  $25''$ , затрачивается не менее 8 часов для получения сигнала поля с необходимой чувствительностью. Для записи поля активной области с разрешением  $2'',5 \times 9''$  необходимо около 30 минут, тогда как фотографический метод Лейтона позволяет снять ту же область за 3 минуты с разрешением до  $2'' \times 2''$ . Однако 40-канальный магнитограф обсерватории Китт Пик позволяет провести запись распределения магнитного поля на всем солнечном диске за 40 минут с разрешением  $2'' \times 2''$ . Устройство его основано также на принципе магнитографа Бэбкока, но вместо одного входа апертуры имеется сорок. Излучение от крыльев линии попадает соответственно на 80 фотоумножителей, сигналы которых фильтруются и детектируются.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абдусаматов Х. И., АЖ 47, 82, 1970.
2. Брунс А. В., Бумба В., Изв. КрАО 22, 134, 1960.
3. Вьялшин Г. Ф., Солн. данные № 1, 1959.
4. Иошпа Б. А., Могилевский Э. И., Солн. активность № 2, М., 1965.
5. Иксанов Р. Н., Ю. П. Платонов, Солн. данные № 11, 1967; Изв. ГАО, № 185, 1970.
6. Кузнецов Д. А., Куклин Г. В., Степанов В. Е., Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып. 1, 1966.
7. Никулин Н. С., Северный А. Б., Степанов В. Е., Изв. КрАО 19, 3, 1958.
8. Рачковский Д. Н., Изв. КрАО 36, 51, 1967.
9. Северный А. Б., Степанов В. Е., Изв. КрАО 16, 3, 1956.
10. Степанов В. Е., Изв. КрАО 19, 20, 1958.
11. Степанов В. Е., Северный А. Б., Изв. КрАО 28, 166, 1962.
12. Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, ИЛ, 1953.
13. Вабсcock Н. W., ApJ 118, 387, 1953.
14. Beckers J. M., Schröter E. H., Solar Phys. 4, 142, 1962; 10, 384, 1969.
15. Beggs D. W., Klüber H. von, Nature 130, 1412, 1956.
16. Duebner F. L., Kiepenheuer K. O., Lieder R., Zs. Ap. 52, 118, 1961.
17. Hale G. E., ApJ 28, 315, 1908.
18. Hale G. E., Nicholson S. B., Publ. Carnegie Inst. Washington № 498, 1938.
19. Harvey J. W., AJ 68, 573, 1963.
20. Klüber H. von, Vistas in Astronomy I, 751, 1955.
21. Lee R. H., Rust R. M., Zirin H., Appl. Opt. 4, 1081, 1965.
22. Leighton R. B., ApJ 130, 366, 1959.
23. Leroy L., Ann. Ap. 25, 127, 1962.
24. Livingston W. C., ApJ 153, 3, 1968.
25. Livingston W. C., Harvey J. W., Slaughter C. D., Proceed. of the Eleventh Colloquium of the J. A. U. at Edinburgh, 52, 1970.
26. Michard R., in: Stellar and Solar Magnetic Fields, ed. R. Lüst, Munich, 1963.
27. Ohman Y., ApJ 111, 363, 1950.
28. Ramsay J. V., in: The Fine Structure of the Solar Atmosphere, ed. K. O. Kiepenheuer, Wiesbaden, 1966.
29. Treanor P. J., M. N. 120, 412, 1960.
30. Unno V., Publ. Astr. Soc. Japan 8, 108, 1956.
31. Wiehr E., Solar Phys. 9, 255, 1969.

## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аббе Э. 29, 332  
 — число 34  
 Аббот 385, 386, 388  
 Абдусаматов Х. И. 561, 586  
 Аберрации геометрические 26  
 — линз и зеркал 25  
 — постоянная, определение 269  
 Аберрация главных лучей 31  
 — дифференциальная 223, 224  
 — зональная 26  
 — сферическая 9, 26—28, 32, 192  
 — —, техническая постоянная 50  
 — сферо-хроматическая 27  
 — хроматическая 9, 26, 32—38, 193  
 Абражеский Б. П. 513  
 Абраменко А. 430  
 Адамар-спектроскопия 307  
 Ажусенис А. 442  
 Айткен Р. 264  
 Актинометрия 486  
 Аллен К. У. 67, 376, 386, 520  
 Амбарцумян В. А. 381  
 Анаберрационные поверхности 47  
 Анализатор (линейный) 464, 465, 467, 468, 470, 483, 484  
 Анастигмат 30  
 Ангстрем 351  
 Апертура 17  
 Аппанат 29  
 Апохромат 37  
 Астигматизм 26, 29—32, 192  
 Астрограф 10, 182—189, 208  
 —, проникающая сила 195  
 —, установка полярной оси 186—189  
 Астрография 201  
 Астроклимат 15, 42  
 Астрометрия, специальные задачи, разрешаемые фотографическим методом 266—271  
 — фотографическая 178—181  
 Астрономические постоянные, определение 269—271  
 Астрополяриметрия 460—485  
 Астрофотография 178—200  
 Астрофотометрия 372  
 —, применение приборов фотоэлектронного изображения 429—432  
 — фотоэлектрическая 392—432  
 Атмосфера, коэффициент прозрачности 385—389  
 Атмосферное пропускание 499—501  
 Атмосферы прозрачность 380  
 Ахромат 9, 35, 36  
 Бабий Б. 524  
 Бальмера серия 516, 519  
 Баум В. 156, 418  
 Баум У. А. 68, 69  
 Бейкер Дж. Г. 65, 66, 289  
 Бейкера—Нана камера 66  
 Беккер 440, 444  
 Беккерс 582, 586  
 Белопольский А. А. 290, 331  
 Беляевский С. И. 181  
 Бета-фотометрия 451, 452  
 Биннелдайк 248, 249, 255  
 Блажко С. Н. 77, 181, 222  
 Бленда 16  
 Блендирование спектральных линий 516  
 Блеска угол 282  
 — уравнение 193, 244, 258  
 — —, исследование 247—249  
 Блинк-компаратор 206  
 Болومتر 489, 491—493  
 Болومترическая поправка 503  
 Больцмана постоянная 136, 495  
 «Боннское обозрение» 456, 457  
 Боуэн И. 62, 67, 68, 289, 290, 308, 311  
 Бредихин Ф. А. 180  
 Бронникова Н. М. 223  
 Брюстера угол 469  
 — условие 277  
 Бугеровская линия 382  
 Бугославская Е. Я. 216, 221  
 Булатова-Калихевич Ф. Ф. 222, 223  
 Бутслов М. М. 163  
 Вэбкок Х. Д. 350, 555, 586, 591, 597, 598, 600  
 Вальраevens 419, 447  
 Ван Гент 235, 236  
 Варин М. П. 221  
 Венера 238, 271, 312, 488  
 Видикон 173, 174  
 Вина формула 528  
 Виньетирование 19, 20  
 Вишневский 456—458  
 Волосов Д. С. 55  
 Времени постоянная 490  
 Время, определение 269  
 Высотский А. Н. 247  
 Газе В. Ф. 78, 271  
 Галактики, фотографирование в красных и инфракрасных лучах 271  
 Гартмана формула 45, 275  
 Гаусса плоскость 26  
 Генератор Уоррена струнный 94, 95  
 Герасимов Ф. М. 556, 558  
 Герцишпрунг Э. 511  
 Гид 182  
 Гиперсенситбилизация 123—125  
 Глубина изображенного пространства 15  
 — резкости 16  
 Гнутые трубы 13  
 Година Д. А. 471  
 Гомоцентрический пучок 15  
 Гомоцентричность пучка лучей 26  
 Горная станция ГАО АН СССР 547—549  
 Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга (ГАИШ), Южная (Крымская) станция 12, 417  
 Градиент спектрофотометрический угловой 526, 527  
 Гребб 82, 88  
 Гребеничиков И. В. 44  
 Гринштейн Д. Л. 66, 328  
 Гуртовенко Э. А. 523, 524  
 Гуткевич С. М. 481  
 Гутник 140, 439  
 Гуховский Б. М. 151  
 Гюйгенса принцип 38  
 Даггер 179  
 Движения параллактические 243  
 — пекулярные 243  
 — собственные 216, 330  
 — абсолютные 243  
 —, каталоги и списки 249—251  
 —, методы наблюдений и измерений 243—245  
 —, определение 243—251  
 — относительные 243, 246  
 —, перевод относительных в абсолютные 247—249  
 Действующее отверстие 17  
 Дейч А. Н. 232, 234, 264  
 Денситометр 110  
 Депенденсы 230  
 Деполяризатор 467, 472, 484  
 — Лию 473  
 Детектирующая способность 490  
 Детектор Голея 492

- Деформация механическая зеркала 46  
*Дженкинс Л.* 256, 257  
*Джойнер* 453, 457  
*Джонсон* 418, 419, 440—444, 451, 456—458, 502, 503  
 Диаграмма двухиндексная 444—446  
 Диаграммы *Q*, 445, 446  
 Диафрагма 16  
*Димов Н. А.* 419, 452, 515  
 Диод 146  
 Диодная усилительная система 150, 151  
 Диск дрожания 42, 68  
 Дисперсии коэффициент 276  
 — плоскость 273  
 Дисперсия атмосферная 221—223, 298  
 — линейная 276, 281  
 — луча света 273  
 — полная 34  
 — средняя 34, 35  
 — угловая 276, 281  
 — частная 34  
 Дистория 26, 31, 32, 192—194  
 Дифракция 38  
 Дихроизм 470  
 Дихроичное отношение 470  
 Длина волны средняя 434  
 — — эталонная 351, 352  
 Длины волн спектральных линий 353—357  
 — — — — —, система интернациональная 349, 350  
 — — — — —, — Роуланда 349, 350, 354, 357  
*Добронравин П. П.* 77, 78, 515  
*Добычин П. В.* 14  
 Доплата гелиографическая 533  
*Дольфус А.* 474, 481  
*Домбровский В. А.* 475, 478  
 Доплера—Физо принцип 330  
 — — формула 330, 349  
*Дрепер Г.* 312  
 Дрожение изображения 531, 532  
*Дюшен М.* 157, 429  
*Ержишевич* 455  
*Ефимов Ю. С.* 480  
*Жуков Л. В.* 248  
 Зависимости (коэффициенты в методе Шлезингера) 230  
*Зациорский Л. М.* 204  
 Звезда Барнарда 265  
 Звездная величина болометрическая 502, 503  
 — — внеатмосферная 436  
 — — инструментальная 395, 424  
 — — наблюдаемая 435  
 — — пороговая визуальная 67  
 — — предельная 66—69  
 — — радиометрическая 504  
 — — фотографическая 437  
 Звездные фотометрические стандарты 452—456  
 Звезды, абсолютная величина 318, 319  
 — двойные, наблюдения фотографические 258—265  
 — металлические 328  
 — опорные 227, 232  
 —, определение расстояний 252—255  
 —, спектральная классификация Гарвардская 312—320, 322, 326, 328  
 —, — — двумерная 320—329  
 — стандартные 452  
 — типа Вольфа—Райе 313, 314  
*Зверев М. С.* 270  
*Зданавичус К.* 448, 458  
 Зеркала и их комбинации 60—63  
 —, материалы для их изготовления 43—46  
 Зеркало 9—11, 20, 21, 50  
 —, вес 46  
 —, параболическое 38, 60  
 Зеркальная система афокальная Мерсена 61  
 — — Грегори 61  
 — — зафокальная 61  
 — — Кассегрена 61  
 — — кольцевого телескопа Грегори 61  
 — — Ломоносова—Гершеля, внецентричная 61  
 — — Максудова 61  
 — — Ньютона 61, 483  
 — — Нэсмита 61, 483  
 — — предфокальная 61  
 — — простая 61  
 — — Ричи—Кретьена апланатическая 62  
 — — сложная 61  
 — — с прямым (главным) фокусом 61  
 Зеркальная система Шварцшильда 61  
 Зеркально-линзовая система 63—66  
 — — — — — менисковая Максудова 65  
 — — — — — Слюсарева 65  
 — — — — — Шмидта 64  
 — — — широкоугольная и сверхширокоугольная 65, 66  
 Зернистость светочувствительного слоя 197, 198  
 Зрачок способ 189, 190  
 Зрачок входной 16—18  
 — выходной 16—18  
 Излучение 507  
 — см. также *Свет*  
 — гетерохромное 387—389  
 — естественное 462  
 — интегральное 387—389  
 — инфракрасное, атмосферное ослабление 499  
 — —, приемники 489—494  
 — монохроматическое 387  
 — поляризованное 462  
 Излучения коэффициент 501  
 Измерения радиометрические, калибровка 498, 499  
 ИЗМИР АН СССР 596, 598  
 Изаопланатизма условие 29  
 Изображение нестигматическое 15  
 — скрытое 107  
 — стигматическое 14, 15  
 Изображений качество, влияние недостатков объектива 192  
 — —, — беспокойствия воздуха 195, 196  
 — — фотографическое, расширение 198  
 Изокон 172, 173  
 Изоопака 120—122  
 Институт теоретической астрономии АН СССР 237  
 — Фраунгофера 596  
 Интенсивность линии центральная 517  
 — остаточная 517  
 — относительная 507  
 Интерференционно-поляризационный фильтр (ИПФ) 508, 563—573  
 Интерферометр Майкельсона 305, 306  
 — Фабри—Перо (ИФП) 283—285, 304, 305, 589  
*Иоаннисидис Б. К.* 14, 100  
*Иорфе С. Б.* 565, 568, 569, 572, 573  
*Ириарте* 456—458  
 Иррадиация фотографическая 126  
 Испытание зеркал и линз 47—52  
*Истомин Л.* 430  
*Калитин Н. Н.* 388  
 Камера Абеле и Лапушки 182, 239  
 — Бекера—Нана 182  
 — катодная 149, 150  
 — Марковица 238  
 — НАФА-Зс 183, 239  
 — призмная 297, 298, 345  
 — Шмидта 299, 300  
 — электронная 135, 156—160  
*Камп П. ван де* 257, 264, 265  
*Канаев И. И.* 222, 252  
*Каптейн* 180, 252  
 Каптейна площадки 181, 248, 249, 454, 456  
 Карл Цейс, Народное предприятие 64, 89, 90  
*Карпинский В. Н.* 513, 523, 524, 526, 555, 559, 560  
 «Карта неба» 180, 240, 241, 245, 249  
 Карты звездные 242  
 Кассета Ричи 100  
 «Каталог Бергдорфский спектральный» 457  
 — звезд Аль-Суфи 456  
 — — Птолемея 456  
 — звездных величин и цветовых эквивалентов системы *UBV* 457  
 Каталоги двойных звезд 264  
 — звездных положений 240—242  
 — показателей цвета 457  
 — тригонометрических параллаксов 256, 257  
 — фотографических собственных движений 249—251  
 — фотографических звездных величин в площадках Каптейна 457  
 — фотометрические 456—458  
*Качалов Н. Н.* 44  
 Квантовый выход 135  
 Кинескоп 175, 176  
*Киселев А. А.* 221, 234, 236, 263  
*Киселева Т. П.* 221, 238  
*Кларк А.* 54

- Классификация спектров звезд Гарвардская 312—320  
*Клюбер* X. 267, 269, 589  
*Код* А. Д. 392  
*Козак* П. П. 559  
*Койпер* 515  
 Колориметрия 507  
 Колориндекс 437  
 Кóма 26, 28, 29, 32, 192  
 Кометы, определение координат 237  
 Компаратор 205  
 Компенсатор поляризации 10, 467, 471, 472  
 — — Бабине 472  
 — — фазовый 472  
 Координато-измерительная машина (КИМ) 201, 202  
 Координаты азимутальные 11  
 — гелиографические 533, 534  
 — измеренные 208, 214  
 — относительные 227  
 —, связь между измеренными и тангенциальными 214—226  
 — стандартные 208  
 — тангенциальные 208, 2144  
 — — азимутальные 217—219  
 —, влияние наклона пластинки 224—226  
 —, поправки при вычислении 216  
 —, связь между системами 209, 210  
 —, формулы преобразования в экваториальные 210—212  
 — экваториальные 11, 208, 210—213, 219  
 — —, определение 227—242  
 — —, — по двум опорным звездам 232—234  
 — —, формулы преобразования в тангенциальные 210—213  
*Копытский* А. А. 559  
 «Кордовское обозрение» 457  
 Корню формула 44  
 Корона Солнца 544, 545  
 Кронграф врезатменный 544  
 — Горной станции ГАО АН СССР 548, 549  
 — Лию 545—548, 551  
 — с внешним затмевающим экраном 551  
 — — фокусом кулэ 548—550  
 Корректор Винне 60  
 Коррекционная система афокальная 60  
*Костинский* С. К. 181, 199, 256  
*Котляр* Л. М. 513  
 Коэффициент преобразования 490  
 Красная утка 397, 441  
*Крат* В. А. 380, 561  
*Крейнин* Е. И. 221  
 Кривая видности 437  
 — реакции 434, 437, 440  
 Кривизна поля 26, 29—32, 192  
*Крон* 97, 158, 443  
 Крон (стекло) 9, 34, 35, 43, 44  
 Круг вертикальный фотографический 270  
*Кубецкий* Л. А. 146  
 Кулэ схема 75  
 — фокус 302  
*Кузнец* 443, 456  
*Кулибин* И. П. 13  
*Кутревич* Н. Ф. 290, 529  
 Курцфлинт 35, 36  
*Кутузов* П. 396  
*Кучерова* В. Н. 385  
*Кэинон* А. 312
- Лавдовский* В. В. 238  
*Лайнерт* И. 480  
*Лаллеман* А. 152, 157  
*Лангкрон* 35, 36  
 Латенсификация 124  
*Лебедев* А. А. 44  
*Лейтен* В. 251, 265  
*Лейтон* 586, 590  
*Ленд* Э. 470  
 Ленинградское оптико-механическое объединение (ЛОМО) 64, 332, 555, 571, 572  
*Лиллер* 515  
 Линза афокальная 37  
 — глазная 59  
 — Пиацци—Смита 30, 62, 64  
 — поля 59  
 — Фабри 98, 204, 400, 441  
 Линзы 9, 10  
 —, материалы для их изготовления 43—46  
*Линник* В. П. 14, 44, 347  
*Лию* В. 474, 544, 565, 566, 570, 571, 573  
*Литтров* О. 283
- Либшиц* Г. Ш. 381  
*Лобачев* М. В. 14  
*Ломоносов* М. В. 13, 43  
*Лугин* Н. П. 385, 386  
 Луна 238, 239, 271, 354, 487, 488, 501  
 — искусственная 546, 547  
 Лунно-планетный привод 90, 94—97  
 Лучепреломление двойное 469  
 Лучи парааксиальные 15  
 Люк входной 16  
 — выходной 16  
 Люминофор постоянного действия 395, 396  
*Лютый* В. П. 417
- Майкселл* А. 479  
*Макарова* Е. А. 386  
*Мак* Гц 159, 160, 430  
*Мак-Корд* 420, 422  
*Максют* Д. Д. 10, 13, 14, 21, 25, 36, 41, 44, 46, 48—49, 54, 58, 61, 62, 64, 65, 79, 80, 545  
 Малюса формула 465  
*Мамедов* С. Г. 561  
*Марков* М. Н. 501  
 Марс 238, 271, 312, 354, 487  
 Масса атмосферная 374  
 Масштаб астрографа на пластинке 208  
 — изображения 18  
 Матрица Мюллера 464  
 Машина измерительная. см. Прибор измерительный  
*Мельников* О. А. 290, 519, 529  
 Меркурий 487, 501  
 Метеорный патруль 239  
 Метод восьми постоянных определения экваториальных координат 235, 236  
 — Гартмана проверки зеркал и объективов 49, 296  
 — Дейча определения экваториальных координат 232—234  
 — зависимостей (депенденсов) определения экваториальных координат 229  
 — трех полароидов 426  
 — четырех постоянных определения экваториальных координат 232—234  
 — шести постоянных определения собственных движений 245—247  
 — — экваториальных координат 227, 228  
 — Шлезингера определения экваториальных координат 229—232  
 — — редукции спектрограмм 340  
 Метод Q 444—446  
 Метр, прототип 351, 352  
*Ми* 379, 380  
 Микроскоп-микрометр 331—336  
 Микрофотомер прямых интенсивностей 513  
 — саморегистрирующий 344, 511—513  
*Минковский* Р. 289  
*Миннарт* 519  
 Мира абсолютного контраста штриховая 127  
 — Баума 156  
 — для определения разрешающей силы объективов 42—43  
*Миркалов* Ю. А. 13  
*Митчелл* 451, 456—458  
*Михайлов* А. А. 81, 268—270  
 Модуль Юнга 91  
 Модуляция световых потоков растровая 306, 307  
 Монохроматор 562—564  
 Монтировка телескопа 11, 71—77  
 — — азимутальная 11, 13  
 — — альт-азимутальная 73  
 — — американская 12, 13, 72, 73  
 — — английская 12, 71, 72  
 — — немецкая 11, 12, 71  
 — — параллактическая 11, 71  
*Морган* В. 321, 328, 440—444  
 Мощность минимальная обнаружимая (пороговая) 490, 494—497  
 — световая 16  
 — шумов эквивалентная 490
- Наблюдения астрофотографические 182—200  
 — визуальные 41  
 — фотографические 42  
 — — планет, комет, Луны, метеоров, искусственных небесных тел 237—240  
 Напряжение шумовое 494  
 Нептун 237  
*Неуймин* Г. Н. 181  
*Николь* 469  
*Никольсон* 491, 504, 505

- Никонов В. Б. 382, 384, 388, 424, 439, 444, 452, 455, 515  
 Никонова Е. К. 384, 424  
 Нутация постоянная, определение 269  
 Нутация 216  
 Ньютона кольца 47
- Обридо В. Н. 577  
 Обсерватория Абастуманская 51, 56, 65, 457, 563  
 — Аллегени (США) 240  
 — Алма-Атинская 65, 77, 183  
 — Астрономическая Ленинградского университета 478, 481  
 — Бергедорфская 241  
 — Берлин-Вабельсберг 51  
 — Боннская 241, 249  
 — Бордо 249, 250  
 — Бухарестская 184, 250  
 — Бюраканская 46, 62, 64, 80, 106  
 — Вашингтонская 203, 242, 253, 385  
 — Венская 51, 63  
 — Виктория (Канада) 51, 63, 278, 288, 292, 302, 354—357, 367, 369, 372  
 — Вильнюсская (Виленская) 179, 448, 449  
 — Гамбургская 313, 320  
 — Гарвардская 30, 179, 312, 438, 454  
 — Гринвичская 13, 240, 242, 438  
 — Делавэр 51  
 — Дерптская 13, 90  
 — Душанбинская 62  
 — Илья 51  
 — Иоганнесбургская 264  
 — Иельского университета 183, 240, 241, 249, 257  
 — Иерусалимская 51, 54, 300, 301, 321, 372, 438, 484  
 — Капская (мыса Доброй Надежды) 241, 242, 249, 250, 456  
 — Катания 240  
 — Кембриджская (Мальта) 596  
 — Киевская 184, 250  
 — Китт Пик 13, 63, 537, 541, 560, 563, 596, 600  
 — Клаймакс 549, 596  
 — Кордовская 250  
 — Крымская астрофизическая АН СССР 13, 51, 56, 73, 78, 80, 85, 96, 100, 183, 240, 271, 430, 515, 555, 558, 559, 563, 573, 586, 587, 596, 598—600  
 — Кучинская 55, 385  
 — Лякская 13, 24, 25, 51, 54, 56, 89, 184, 204, 250, 251, 264, 267, 330, 331, 369, 372  
 — Локарно 596  
 — Локхид 573  
 — Лоуэлла 251  
 — Мак Дональд 293, 299  
 — Мак-Кормик 250  
 — Мак-Мас Халберт 554, 559  
 — Маунт Вилсон 12, 13, 45, 72, 302, 304, 367, 369, 372, 385, 387, 420, 438, 454, 504, 541, 575, 586, 587, 596, 599, 600  
 — Маунт Уитней 385, 386  
 — Медонская 586, 589  
 — Межамериканская (Чили) 63  
 — Миланская (Милан-Мерате) 46, 51, 80  
 — Мичиганского университета 561  
 — Монте Марио 541  
 — Морская (США, Флагстафф) 100, 184  
 — Московская 183, 184, 250, 264, 271  
 — Паломарская (Маунт Паломар) 12, 13, 64, 72, 76, 94, 101, 102, 106, 242, 251, 420  
 — Пертская 250  
 — Пик-дю-Миди 573  
 — Потсдамская 49, 51, 267, 290, 331, 586  
 — Пулковская (Главная астрономическая АН СССР) 11, 12, 46, 51, 54, 65, 70, 80, 91, 95, 133, 169, 180, 181, 183, 237, 238, 241, 250—252, 256, 257, 259, 263—265, 270, 271, 290, 331, 347, 536, 539, 547, 549, 554—556, 559, 562, 586, 588, 596  
 — Сакраменто Пик 549, 563, 586  
 — Сантьяго 250  
 — Сан-Фернандо 250  
 — Симеизская 51, 77, 181, 278, 287, 290, 563  
 — Смитсоновского института (США) 242  
 — Специальная астрономическая (САО) 81  
 — Стюард (Аризонского университета) 63  
 — Тартуская 13, 90  
 — Ташкентская 250, 563  
 — Техасская 51  
 — Торонто 51  
 — Тулузская 240, 249  
 — Уорнер и Суэйзи 65  
 — Утрехтская 560
- Флагстаффская 257  
 — Франклин-Адамса 242  
 — Харьковская 563  
 — Хельсинская 240  
 — Шемахинская 85, 87, 90, 96, 99, 100, 561  
 — Эдинбургская 420  
 — Энгельгардта им. 64  
 — Южная европейская Ла-Сия 242
- Объектив 9, 10, 17, 20  
 — «Астротессар» 55  
 — «Биотар» 56  
 — визуальный 35  
 — «Дагмар» 55  
 — «Индустар» 55  
 — Кларка 53, 54  
 — «Ортагоз» 55  
 — «Паптахар» 56  
 — Петцваля 54  
 — Росса 55, 56  
 — «Русар» 56  
 — сплошной Шмидт 289  
 — «Тахар» 56  
 — «Тессар» 55  
 — триплет Кука 55  
 — «Унар» 55  
 — фотовизуальный 35  
 — фотографический 35, 36  
 — Фраунгофера 53  
 — широкоугольный 19  
 — «Экспресс» 56  
 — «Эрнотар» 56
- Объективы для линзовых телескопов 53—59  
 — — —, абберации 56
- Окно входное 16
- Окуляр 17  
 — Гюйгенса (отрицательный) 60  
 — Кельнера 60  
 — Рамсдена (положительный) 60
- Оптика волоконная 164  
 Оптическая единица 38  
 — система апланатическая 29  
 — — идеальная 14  
 — — ортоскопическая 31, 32  
 — — телескопическая (афокальная) 18  
 — —, точность поверхности 53  
 — —, узлы 15  
 — —, центрированная 14
- Оптический институт государственный (ГОИ) 44, 54, 64, 65  
 — центр 189—192
- Оптической эквивалентности принцип 462
- Ореол диффузный 126  
 — инструментальный 544, 545  
 — отражения 126
- Оруджев Е. III. 561
- Освещения количество см. *Экспозиция*  
 Освещенность 507
- Ослабитель (ступенчатый светофильтр) 510, 511
- Ось вращения телескопа вертикальная 11  
 — — горизонтальная 11  
 — оптическая главная 14, 189  
 — —, перпендикулярность пластинки 189—192  
 — склонений 11  
 — часовая (полярная) 11, 13
- Отклонения минимум 273, 274
- Относительное отверстие 17
- Отражение света в оптике 21
- Офсет 398
- Ошибка наведения личная 206, 207  
 — поля 20  
 — систематическая каталога 368—370
- Панаиотов Л. А. 347
- Параксиальная область 15
- Параллаксы абсолютные 255, 256  
 — вековые средние 247  
 — — статистические 247  
 — —, относительные 252  
 — —, перевод в абсолютные 255, 256  
 — тригонометрические, определение 252—257
- Параллактические факторы 253
- Паренго П. П. 454
- Пашен Ф. 351
- Петерса формула 368
- Петри Р. М. 364, 367, 369
- Петтит 491, 504, 505, 562
- Пикеринг Э. 476
- Пирекс 46
- Планеты, астрофотографические наблюдения 271  
 — большие, определение координат 237—239  
 — малые, определение координат 237



- Планка постоянная 140  
— формула 527  
*Пласкетт* 288, 517  
Пластика воздушная 283  
— линейная фазовая 466, 467  
— стандартная 254  
— фазовая 472, 473  
Плоскости главные оптической системы 14, 15  
Плоскость меридиональная 29  
— преимущественных колебаний (плоскость поляризации) 462  
— сагиттальная 29  
Плотность оптическая 24  
Плутон 179, 237, 238, 251  
Поверхность поля 30  
Поглощение света в оптике 23  
Поглощения коэффициенты 24  
Погсона уравнение 435  
— шкала 434—437, 457  
Позиционный угол 462  
Показатель тепловой 504  
Покраснение межзвездное 444, 445  
Покраснения линия 444  
Поле зрения 16  
— изображений 16  
— объективное 18  
— полезное рабочее 18  
— субъективное 18  
Полуапохромат 36  
Поляриграф Эмана 476, 477  
Поляризатор линейный 467—472  
Поляризации величина 463  
— плоскость 462  
Поляризационные измерения, аппаратура и методика 473—482  
— «мерцающий метод» 479  
— наблюдения, систематические ошибки 482—485  
Поляризация 460, 461  
—, калибратор 467  
—, компенсатор 467, 471, 472  
Поляриметр 474, 475, 477  
— Корню 474  
— Лию 474  
— Холла и Майксселла 479, 480  
Поляриметрия визуальная 473—475  
— фотографическая 475—477  
— фотоэлектрическая 477—482  
Полярископ Савара 474, 589  
Поляроид 470, 471  
— микрокристаллический 471  
— молекулярный 471  
*Пономарев Н. Г.* 13, 14, 44, 535, 536  
Постоянные пластинки 215, 227  
Поток излучения 461  
— световой 373—375  
Потоки излучения, противоположно поляризованные 461  
— фотонные от звезд 392, 393  
*Поттер Х. И.* 221  
Предомления показатель средний 34  
Прецессии постоянная, определение 269  
Прецессия 216  
Прибор измерительный «Аскорекод» 202—204  
— — «Galaxy» 204, 205  
— — КИМ 201, 202  
— — Репсольда 201  
— — фотоэлектрический 203, 204  
(Приемник инфракрасного излучения оптико-акустический 489, 492  
— — — тепловой 489  
— — — фотоэлектрический 489  
— — — тепловой неохлаждаемый 492  
— — — охлаждаемый 492, 493  
Приемники радиации 9  
Приемные устройства для слабых световых потоков 134  
Призма 272—279, 281, 282  
— Андерсона 563  
— Волластона 588, 589  
— Николь 469  
— предобъективная 297, 298  
—, разрешающая сила 278, 279  
Призмы двоякопреломляющие 470  
— поляризационные 469, 470  
Принцип соответствия 562, 563  
Прозрачности атмосферы коэффициент 375  
*Прокофьева В.* 430  
Проницающая сила астрографа 195  
— — визуального телескопа 19  
— способность фотокатода 136  
Пропускаемость (прозрачность) 24  
Пропускания (прозрачности) коэффициент 24, 374  
Просветление оптики 22, 277  
Профиль спектральной линии 507, 516—525  
Проявители 107, 118, 120, 130  
Проявления кривые кинетики 117  
— правила 119  
Проявляющие вещества 116, 117  
Прямое восхождение 227  
— —, определение 227—242  
*Птолемей* 456  
*Пясковская-Фесенкова Е. В.* 381, 388  
Работа выхода 134  
Рабочее поле телескопа 10  
Радиолоуминесцентный излучатель (РЛИИ) 395, 396  
Радиометр 497, 498  
—, оптическая схема двухлучевая 498  
—, — — однолучевая 498  
Радиометрические наблюдения звезд 502—505  
— — планет 501, 502  
— — солнечной короны 505  
Радиометрия 486—505  
Радиотелескоп 11  
Разрешающая сила призмы 278, 279  
— — решетки 281  
— — телескопа 19, 38, 40—43  
Рассеяния индикатриса 378—381  
— микроэффект 126  
— света коэффициент 378  
Расстояния до звезд, определения 252—255  
Расширение изображения фотографическое 126  
*Рахимов А. Г.* 250  
*Рачковский Д. Н.* 577, 594  
Регулятор Майера 91, 92  
— Репсольда 91  
— Уатта 90  
— центробежный 90—93  
— Юнга 91  
*Резерфорд* 180  
Резольвомер 127  
Рельеф потенциальный 136  
Рён микрометра 201  
*Репсольд* 91  
*Ресселл* 256  
Рефлектор 9—11, 20  
— см. также *Телескоп зеркальный*  
— аплантический 10, 14  
Рефрактор 9, 20  
— см. также *Телескоп линзовый*  
Рефракция дифференциальная 216—221  
— хроматическая 221—223  
Решетка дифракционная 280—286  
— —, разрешающая сила 281  
— — объективная 244  
Решетки постоянная 280  
Ричардсона формула 136  
*Рождественский Д. С.* 44  
*Рожковский Д. П.* 476  
Росанка 71  
*Роуланд Г.* 349, 518  
Роуланда система длин волн 349, 350, 354, 357  
*Русинов М. М.* 56  
*Рэлей* 278, 379  
Рэля — Дикинса формула 528  
Рэля критерий (условие) 15, 20, 21, 40, 53  
*Рюфенер* 456, 458  
*Сабинин Ю. А.* 97  
Сатурн 238  
Свет см. также *Излучение*  
—, зависимость ослабления от длины волны 385—387  
—, ослабление в земной атмосфере 373—390  
—, ослабления показатель 373  
—, — теория элементарная 374—376  
—, — фактор 375  
—, поглощение в земной атмосфере 376—378  
—, поляризованный 460  
—, устройства для анализа 467—473  
—, потери в оптических системах 21  
—, техника определения ослабления 381—383  
—, — учета ослабления 390  
Света рассеяние 378—381  
— сила 507  
Светосила 10, 16, 19, 20  
Светофильтр 397, 398  
— интерференционный 397, 398  
—, красная утечка 397, 441  
—, прозрачность спектральная 441  
— ступенчатый 510, 511

- Светочувствительности центр 107  
 Свечения постоянного источника 395—397  
*Сейдерсене* З. 449  
*Северный* А. В. 565, 586  
 Северный полярный ряд 438, 441, 453, 454  
 Секон 174, 175  
 Секундный контроль 13, 89, 92, 93  
 Сенсibilизатор 108  
 Сенситограмма 110  
 Сенситометр 109  
 Сенситометрия 108  
 Сиб. ИЗМИР АН СССР 596, 598  
 Сигнал пороговый 494  
 Сидеростат 537  
 Сила оптическая 17  
 Синтез последовательный апертурный 14  
 Синусов закон 29  
*Сирс* 453, 457, 576, 580, 582  
 СИСАМ 305, 306  
 Система фотометрическая Беккера (фотографическая) 440  
 — — Боргмана 447  
 — — Вальравенов 446, 447  
 — — визуальная 436, 437  
 — — Вильнюсская 447—449, 451, 452, 458  
 — — Голье 446, 456, 458  
 — — Джонсона, Митчелла и Латама 449, 451, 502  
 — — звездный стандарт 452  
 — — инструментальная 434, 435, 437, 439  
 — — —, нуль-пункт 435  
 — — квазимонохроматическая 435  
 — — Крауфорда 451, 452  
 — — Крона 443  
 — — международная двухцветная (фотографическая и фотовизуальная) 437, 439—441  
 — — многоцветная 434  
 — — промежуточная 435  
 — — стандартная 436, 437  
 — — Стремгrena—Перри 447, 452, 456  
 — — трехцветная Джонсона—Моргана (*UBV*) 440—446, 448, 452, 453, 455  
 — — тринадцативетная Джонсона 452  
 — — фотовизуальная 437, 438  
 — — фотографическая 437, 438  
 — — фотоэлектрическая *PV* 439, 440, 443  
 — — шестицветная Стеббинса—Уитфорда 439  
 Системы автоматического управления телескопами 13  
 — фотометрические среднеполосные 435, 446—451  
 — — узкополосные 451, 452  
 — — широкополосные 435—440  
 Ситалл 46, 532  
 Склонение 227  
 —, определение 227—242  
 Скорости лучевые звезд, каталоги 368—372  
 — — —, классы F—M 358  
 — — —, определение 330, 331, 344—347, 357, 358  
 — — —, ошибки при определении 360—367  
 — — —, редукция к Солнцу 344, 345  
 — — слабых звезд 357, 358  
 Скорость лучевая 243, 330  
 — тангенциальная 243  
 Следящая система 84—87  
 Слой противоореальный 127  
 Служба Солнца фототелиографическая 532—534  
*Слюсарев* Г. Г. 14, 65  
 Сместитель линии 564  
*Смирнова* Т. А. 569  
 Снимки астрографические, измерение 201—207  
*Соболев* В. В. 381  
 Солнечная корона 179  
 — постоянная 502  
 Солнечный спектр видимый 376—378, 508, 518  
 Солнце 531  
 —, магнитное поле 575  
 —, —, методы измерения 584—600  
 —, меридиан начальный 533  
 —, модель атмосферы Милна—Эддингтона 577  
 —, наклон экватора к эклиптике 533  
 —, период обращения сидерический 533  
 —, спектр видимый 376—378, 508, 518  
 —, трехмерная информация 561, 562  
 —, условия наблюдений 531, 532  
 Спектр вторичный 35, 36  
 — Солнца видимый 376—378, 508, 518  
 — сравнения 295, 297, 508, 509  
 —, стандартизация 509  
 Спектра порядок 281  
 — чистота 279, 280  
 — яркость, зависимость от ширины щели 285, 286  
 Спектракон 159, 160  
 Спектральная классификация звезд 312—329  
 Спектральные линии 516—525  
 — —, форма 340, 341  
 Спектроболометр 385  
 Спектрогелиограф 562, 563  
 Спектрогелиоскоп 563, 564  
 Спектрограммы, измерение и редукция 330—347, 511—514  
 Спектрограф 272—311, 552—562  
 — бесщелевой 298, 299  
 — дифракционный щелевой 272, 280—284, 290—294, 301, 302  
 — для фокуса кудэ 302—304  
 — изотермический многокамерный 554, 556, 557, 562  
 —, исследование оптики и центрировка 296  
 — небулярный 299—301  
 —, новые направления в оптических схемах 304—307  
 — призмный 272—280, 291—294  
 — с плоской решеткой 554  
 — — — — вакуумный 554—557  
 —, схема Эберта—Фасти 553, 559  
 — эшелльный 554, 557—559  
 Спектрографа щель 294, 295  
 Спектрографы, светосила 307—311  
 Спектрокомпаратор 331—336  
 — Гартмана 341—344, 358  
 Спектрометр интерференционный с селективной амплитудной модуляцией 305, 306  
 Спектросенситограмма 113  
 Спектросенситометр 113  
 Спектроскопия голограммная 307  
 — оптическое смещения 307  
 — резонансная 307  
 Спектрофотометр 515, 516, 559—561  
 Спектрофотометрия 507—529  
 — абсолютная 507  
 —, источники ошибок 525, 526  
 — относительная 507  
 — фотографическая 509—511  
 — фотоэлектрическая 514—516  
 Спектры звезд, дополнительные характеристики 318—320  
 — —, каталог Дрепера 312, 313  
 Спутники звезд невидимые 264, 265  
 Станция Высокогорная астрономическая 386  
*Стеббинс* 140, 439, 441, 444  
 Стекла с пропорциональными спектрами 34  
 Стекло оптическое 9, 10, 43—46, 52  
*Степанов* В. Е. 559, 577, 582, 586  
 Стереокмпаратор 206  
 Стефана—Больцмана закон 486  
 — — постоянная 486  
*Стой* 443, 456  
*Стокс* Дж. 461, 577  
 Стокса вектор 461  
 — параметры 461—467, 577  
 Столетова закон 134  
 Стопа пластинок 469  
*Стойнова* М. Н. 561  
*Страйжис* В. Л. 442, 448, 449  
*Странд* К. 260  
 Странда формула 260  
 «Стрелка прогиба» вторичного спектра 36  
*Стремгрен* Б. 435, 447  
*Стронг* 500  
*Струве* В. Я. 90  
*Струве* О. 180, 300  
*Суджюс* И. 448  
 Суперортикон 136, 169—172  
 Счетно-решающие механизмы, применение в телескопах 100—105  
*Сытинская* Н. Н. 388, 389  
*Эндидж* 418  
 Тангенсов условие 31  
*Гарасов* К. И. 305, 307  
 Таукап 71  
*Тейлор* 422  
*Тейлор* Д. 22, 37, 54  
 Телевизионная техника 166—177  
 Телевизионные передающие трубки 169—175  
 Телеобъектив 19  
 Телескоп 9, 17  
 — азимутальный 11  
 — визуальный 17  
 — воздушный 9, 33

- Телескоп длиннофокусный 42  
 — зеркально-линзовый 9, 10, 14, 193  
 — — см. *Зеркально-линзовая система*  
 — — менисковый 14, 19  
 — — Шмидта 14  
 — зеркальный (рефлектор) 9, 10, 13, 14, 193  
 — — см. *Зеркальная система*  
 — ЗТШ 2,6-метровый 80, 85, 87, 93, 96, 99—101  
 — линзовый (рефрактор) 9, 10, 14, 193  
 — меридианный 11  
 — Паломарский 5-метровый 72, 85, 87, 94, 95, 101, 106, 195  
 — параллактический 11  
 —, приводы и системы управления 82—106  
 —, пульт управления 105, 106  
 —, рабочее поле 10  
 —, разрешающая сила 19, 38, 40—43  
 —, системы наведения 82—87  
 — солнечный 537—542  
 — — башенный 538—541  
 — — горизонтальный 538, 539  
 — — полярный 538, 541, 542  
 — — стратосферный 542—544  
 — телевизионный 166—169  
 —, тонкая коррекция положения 87—89  
 —, увеличение 17  
 —, уравнивание 78, 79  
 —, установка по азимуту и широте 77, 78  
 — фотографический 15  
 — —, мощность 19  
 — — Шемахинский 2-метровый 85, 87, 89, 99, 100  
 — 6-метровый 13, 41, 81, 105  
 Теллурические полосы 376  
 Тело абсолютно черное 486  
 — серое 487, 489  
 Температура эффективная 487, 503—505  
 — яркостная 487, 488  
 Термопара 490, 491  
 Термосопротивление 491  
 Термостолбик 491  
 Термоэлемент радиационный 489—492  
 Тихов Г. А. 509, 511  
 Толщина оптическая 374  
 Точки главные оптической системы 14  
 — Пласскетта 517  
 — сопряженные 47  
 Тренор 586, 589  
 Труба ведущая 182  
 — зенитная фотографическая 269, 270  
 — полярная 269, 270  
 Туманности, фотографирование в красных лучах 271  
 Увеличение линейное 17  
 — максимальное полезное (максимально разрешающее) 41  
 — при наблюдении звезд 41, 42  
 — — слабых протяженных объектов 41  
 — равнозрачковое (наименьшее полезное) 41  
 — угловое 17, 18  
 Угловой размер 17  
 Уипла Ф. 66, 67  
 Уитфорд 97, 439, 441, 444  
 Унно 577, 582  
 Уодсуорт 298  
 Уокер 429  
 Уорли 264  
 Уран 237, 501  
 Усилитель света 161  
 Фабри схема оптическая 394  
 Фатчихин Н. В. 250  
 Ференбах Ш. 347  
 Фесенков В. Г. 55, 189, 388, 465  
 Физо 330  
 Фиксажи 119  
 Фильмы алюминиевые 23  
 — серебряные 23  
 Финзен 264  
 Флинт 9, 34, 35, 43, 44  
 Фогель Г. К. 290, 331  
 Фойгта функция 520—523  
 Фойгтовский профиль 523, 523  
 Фокалы астигматических изображений 30  
 Фокальные отрезки 14  
 — плоскости 14  
 Фокус главный 10  
 — — задний 14  
 — — передний 14  
 — куда 61, 75, 76  
 Фокусное расстояние 15, 18  
 Фотогелиограф 532, 533  
 Фотогид 97—100  
 Фотографическая пластинка 196—200  
 — — противоореальная 198  
 Фотографические материалы, вуали плотность 108, 117  
 — —, гранулярность 129, 130  
 — —, зернистости фактор 129  
 — —, зернистости 129, 130  
 — — изопанхроматические 114  
 — — инфракрасные 113—115  
 — —, Каллэе коэффициент 110  
 — —, эффект 110  
 — —, контрастности коэффициент 109, 115, 117, 122  
 — —, кривая характеристическая 108, 111  
 — —, — —, градиент 108, 109  
 — —, — —, инерции точка 109  
 — —, — —, почернения порог 108  
 — —, — —, участок конечный (верхний загиб) 109  
 — —, — —, — начальный (нижний криволинейный) 109  
 — —, — —, — прямолинейный 109  
 — —, несенсибилизованные 113, 114  
 — —, обработка 116—120  
 — —, ортохроматические 113, 114  
 — —, отклонение от закона взаимозаменяемости 120—123  
 — —, панхроматические 113, 114  
 — —, плотность почернения оптическая 108, 110  
 — —, — — — диффузная 110  
 — —, — — — интегральная 110  
 — —, — — — направленная (регулярная) 110  
 — —, пропускания коэффициент 108  
 — —, проявление 116—120  
 — —, физическое 116  
 — —, химическое 116  
 — —, разрешающая способность 127, 128  
 — —, рассеяние света в фотослое 126, 127  
 — —, светочувствительности единицы 111, 112  
 — —, критерий 109  
 — —, светочувствительность 108, 109, 111, 117  
 — —, свойства 107—133  
 — —, сенсизированные 113  
 — —, сенситометрические характеристики 108—115  
 — —, соларизация 109  
 — —, сохраняемость 115  
 — —, увеличения чувствительности методы 123—125  
 — —, — — — физические 123—125  
 — —, — — — химические 125  
 — —, фиксирование 119  
 — —, характеристика частотно-контрастная 128, 129  
 — —, чувствительность добавочная (сенсизированная) 113  
 — —, — информационная 130  
 — —, собственная 113  
 — —, спектральная 112—115  
 — —, — —, кривая 113  
 — —, широта 108  
 — —, эффекты 130—133  
 Фотография научная 10  
 — электронная 135, 156  
 Фотокадод 135, 138—145  
 — гидрированный калийный 140  
 — мультищелочной 141, 143, 144  
 —, неоднородность распределения чувствительности 145  
 — полупроводниковый 138, 139  
 — серебряно-кислородно-цезиевый 141, 142  
 —, стабильность 139  
 — сурьмяно-цезиевый 142, 143  
 —, чувствительность общая 140  
 — — спектральная абсолютная 139, 140  
 — — — относительная 140  
 Фотометрическая стандартизация негативов 509—511  
 Фотометрические измерения дифференциальные 508  
 — системы см. *Система фотометрическая*  
 — стандарты 395—397, 438, 452—456  
 Фотопроводимость 489  
 Фотосопротивление 489, 493, 494  
 Фотоумножители 135, 145—154, 400—416  
 — каналовые (канальные) 152, 153  
 —, методы измерения токов 402—416  
 — мультитинные 153

- Фотоумножитель, чувствительность спектральная 441  
 Фотоэлектронного изображения приборы 154—165  
 Фотоэлектронные приборы 134—136  
 Фотоэлемент вакуумный 135  
 — газополный 135  
 Фотоэффект 134—138  
 — внешний 134, 489  
 — внутренний 173, 489  
 Фоуль 388  
 Фраунгофер И. 13, 43, 312  
 Фрейндлих 267  
 Френель 22  
 Френеля формулы 21, 468  
 Фуко 47
- Халлам 456  
 Харадзе Е. К. 457  
 Характеристические кривые 509  
 Харви 586, 591  
 Хаук 456  
 Хаффер 439  
 Хейл 563, 575, 586  
 Хилтнер В. 418, 478, 481  
 Хинс 256  
 Хог 456  
 Холл Д. 479, 515  
 Хохлова В. Л. 501  
 Хромат 9  
 Хроматизм положения 193  
 — увеличения 193  
 Хульст ван де 521
- Цап Т. Т. 563  
 Цвета показатель 437  
 Цветовой эквивалент 424, 425  
 Цвета механизм трехвинтовой 89  
 Целостат 534—536, 539  
 Центрировки линз и зеркал ошибка 193  
 Цурхеллен 221
- Часовой механизм 13, 90—94  
 Частота граничная 134  
 Черенковский фотометрический стандарт 396, 397  
 Чикин А. А. 13, 44  
 Чиков К. Н. 307  
 Чувствительность интегральная 490  
 — пороговая 490  
 — спектральная 136
- Шайн Г. А. 271  
 Шалонж Д. 328  
 Шаров А. С. 454, 456  
 Шартлесс 456  
 Шаховской Н. М. 480  
 Шварцшильд К. 120, 346  
 Шварцшильд М. 542  
 Шварцшильда закон 120  
 — показатель 120  
 Шейнер 77, 331  
 Шенфельд 456  
 Шили 563  
 Ширина эквивалентная линии 517, 518  
 Широга гелиографическая 533  
 —, определение 269  
 Шлезингер 228, 230—232, 240, 254, 256  
 Шмидт Т. 480  
 Шольц 571  
 Шорт Дж. 11  
 Шортхилл 502  
 Шотт О. 43  
 Шпат исландский 469  
 Шредера сплав 23  
 Шретер 582, 586  
 Штернберг П. К. 181  
 Шулов О. С. 481  
 Шум генерационно-рекомбинационный 495  
 — Джонсона (тепловой) 495  
 — радиационный (фотонный) 496  
 — температурный 495  
 — токовый 495, 496  
 — фотоэлектронной эмиссии 136  
 Шустер 279
- Эберхард 131  
 Эванс 551, 571  
 Эгген 443  
 Эдлен В. 352  
 Эдлена формула 352  
 Эйнгштейн А. 266, 267  
 Эйнгштейна закон 134  
 — уравнение 134  
 Эквивалент световой темного шума 140  
 Эквиденсита 133  
 Эквиденситометрия 133  
 Экспозиция 108, 109  
 Экстинкция 373—390  
 Эли К. Т. 300  
 Электронно-лучевые трубки приемные 175, 176  
 — оптический преобразователь 136, 160—165, 430  
 Электронография 156  
 Электрооптический модулятор (ЭОМ) 591  
 Электрополяриметр двухлучевой 477, 480—482  
 — однолучевой 477—480  
 Электроспектрофотометрическая двухканальная установка Н. Димова и В. Никонова 452  
 Электрофотометр звездный 393—395, 398—402  
 — многоканальный и одноканальный 394, 395  
 — одноканальный 416—418  
 Электрофотометрическая аппаратура, исследование 425—429  
 Электрофотометрические наблюдения, обработка 424, 425  
 Электрофотометры многоканальные 418—422  
 Эльзассер 500  
 Эльстер 140  
 Эман 476, 479, 565, 566, 586, 589  
 Эмиссия вторично-электронная 135, 145—154  
 — —, коэффициент 147—149  
 — термоэлектронная 136  
 — электронная паразитная 136  
 Эмульсионные зерна 107  
 Эмульсионный слой 107  
 — —, оптически сенсibilизированный 108  
 Энергии распределение в спектре 507  
 Эри диск 39  
 Эскалирование 562  
 Эталон (ИФП с постоянной толщиной) 283  
 —, постоянная 284  
 Эффект атмосферной дисперсии 364  
 — Бера 483, 484  
 — векторный 483  
 — гнутый 366, 367  
 — дробовой 136  
 — желатиновый 132, 133, 200  
 — замывания 200  
 — Зеемана 575  
 — — обратный 576, 577  
 — изменения рефракции 363  
 — комы 363  
 — Костинского 131, 132, 199, 258  
 — края 46  
 — мутности 132  
 — неравномерного освещения коллиматора 360—362  
 — полюса 365  
 — прерывистого освещения 123  
 — Пуркинье 435  
 — Росса 132, 133  
 — Сабатье 133  
 — селективности 388  
 — температуры 79, 80, 365, 366  
 — утомления фотокатодов 142, 144  
 — фокуса 361, 362  
 — Форбса 388  
 — фотоэлектрический внешний 134  
 — Черенкова 396, 397  
 — Штарка 353, 516, 519  
 — Эберхарда краевой 130, 131, 199  
 — Эйнгштейна, определение во время солнечных затмений 266—269  
 Эффективность световая 308  
 Эшеле 282  
 Эшелетт 282
- Юнг 402  
 Юпитер 238
- Ягер де 523  
 Якимова Н. 456  
 Яркость света, вышедшего из объектива (фо-  
 мула) 25