

105  
0-38  
М. М. РУСИНОВ

**ОПТИКА ПРИБОРОВ**  

---

**ДЛЯ ЗАПИСИ КОЛЕБАНИЙ**

194-191

### ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По чьей вине
12	Сноска	$u$ или $I$	$u$ или $h$	авт.
102	11 снизу	$= 500 \text{ св/см}^2$	$= 5000 \text{ св/см}^2$	авт.

М. М. Руснюк, Оптика приборов для записи колебаний  
Зак. № 359.

М. М. РУСИНОВ  
Кандидат физико-математических наук

555  
P-88

# ОПТИКА ПРИБОРОВ ДЛЯ ЗАПИСИ КОЛЕБАНИЙ

~~28.013~~

~~4589~~

Под редакцией члена-корреспондента  
Академии наук СССР  
проф. В. С. Игнатовского

1645

~~22700~~

4210  $\frac{6}{64}$

Д  
10325

В книге подробно рассмотрены оптические системы для записи колебаний. В первой части книги рассмотрены основы геометрической оптики, источники света, основы сенситометрии, сведения о фотоэлементах и др.

В части, посвященной разбору оптических систем, предназначенных для записи и визуальных наблюдений колебания, подробно рассмотрены и выведены некоторые специальные формулы, связывающие весьма разбросанный материал в периодической печати.

Изложенный материал может быть полезен для работников, связанных с проектированием и постройкой приборов для фотозаписи или визуального наблюдения, а также может служить учебным пособием для студентов старших курсов оптико-механических институтов.

---

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

В настоящей книге автор хотел объединить весьма разнообразный и разбросанный материал, необходимый при проектировании и постройке приборов, предназначенных для фотозаписи и визуального наблюдения колебаний.

В книге систематически и достаточно подробно изложены оптические системы. В начале ее рассмотрено несколько вводных вопросов: основы геометрической оптики, источники света, основы сенситометрии, некоторые сведения о фотоэлементах и т. д. Затем в разделе, посвященном непосредственному разбору оптических систем, предназначенных для записи и визуального наблюдения колебаний, подробно рассмотрены и выведены некоторые специальные формулы, связывающие, как уже было указано, разбросанный повсюду материал.

При этом самим автором внесено несколько оригинальных мыслей, являющихся следствием практической работы автора в этой области.

Мы полагаем, что эта книга окажется полезной для лиц, которые по роду своей деятельности имеют дело с оптическими схемами приборов для записи колебаний.

*В. С. Игнатовский*

## ОТ АВТОРА

Вопросы изучения колебаний, как известно, получают в последнее время все более и более широкое распространение в различных областях науки и техники.

Одним из наиболее объективных и совершенных методов изучения колебаний является фотозапись. Метод фотозаписи с успехом может быть применен в целом ряде случаев (например, высокочастотные колебания), когда другие приемы изучения колебаний перестают уже быть действенными.

Техника фотозаписи за последние десятилетия также далеко шагнула вперед; однако литература, посвященная вопросам изучения колебаний, охватывает, главным образом, лишь методику разработки и действия самих объектов колебаний; вопросам оптики, предназначенной для изучения колебаний, литература уделяет сравнительно мало внимания, ограничиваясь в большинстве случаев лишь описательной стороной действия тех или иных оптических схем.

Развитие нашей промышленности все более и более настоятельно требует создания самых разнообразных приборов, необходимых для изучения колебаний. С разработкой оптики для записи колебаний приходится сталкиваться все большему кругу лиц; однако отсутствие литературы, специально посвященной этим вопросам, иногда ставит втупик не только работников, мало знакомых с разработкой оптических приборов, но, ввиду известной специфики подобных устройств, представляет в некоторых случаях затруднения и для специалистов-оптиков.

Автору этой книги в течение ряда лет неоднократно приходилось заниматься разработкой оптики, предназначенной для фотозаписи колебаний и различных визуальных и фотоэлектрических оптических устройств; вышеупомянутый пробел в специальной литературе при этом чувствовался особенно рельефно.

Настоящая книга и имеет своей целью в известной степени восполнить этот пробел. Автор стремился объединить на страницах этого труда основные материалы, с помощью которых разработка оптики подобных приборов могла бы производиться лицами, имеющими достаточную общетехническую квалификацию, но мало знакомыми с вопросами оптики.

## ОБЩИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

### § 1. Основные величины фотометрии

Телесный угол. Часть пространства, ограниченная замкнутой конической поверхностью, носит название телесного угла при вершине этой поверхности. Пересекая сферу произвольного радиуса  $R$  (рис. 1) конической поверхностью с вершиной, расположенной в центре сферы  $O$ , мы тем самым вырежем на поверхности сферы некоторую часть этой сферы с площадью  $S$ . Отношение величины этой площади  $S$  к квадрату радиуса  $R$  принимают за меру  $\omega$  телесного угла, т. е.

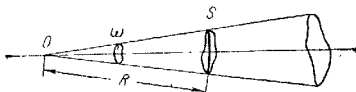


Рис. 1.

$$\omega = \frac{S}{R^2}. \quad (1)$$

За единицу измерения телесного угла принимают такой телесный угол, для которого площадь на сфере, вырезаемая конической поверхностью, равняется  $R^2$ , т. е. когда  $\omega = 1$ . Эта единица носит название стереорадиан, или сокращенно стерадиан.

Как известно, вся поверхность сферы равняется  $4\pi R^2$ , поэтому все пространство вокруг некоторой точки заключает в себе телесный угол в  $4\pi$  стерадиан. Для точки же, лежащей на плоскости, часть пространства, ограниченная этой плоскостью, будет составлять  $2\pi$  стерадиан.

Элементарная световая трубка. Предположим, что в пространстве, окружающем источник света (рис. 2), помещены две диафрагмы с малыми отверстиями. Как видно из рисунка, никакая часть световой энергии, проходящей последовательно через обе диафрагмы, не сможет выйти за пределы пространства, ограниченного линейной поверхностью, построенной на контурах  $A_1B_1$  и  $A_2B_2$  отверстий обеих диафрагм. Эта часть пространства носит название световой

трубки. Рассмотрим ее более подробно. Световая трубка характеризуется расстоянием между диафрагмами, отверстиями в них и наклоном плоскостей диафрагм к оси световой трубки  $O_1O_2$ .

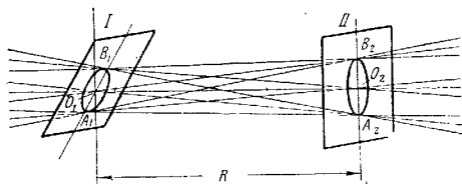


Рис. 2.

Полагаем расстояние между диафрагмами равным  $R$ ; площади отверстий обеих диафрагм соответственно  $dS_1$  и  $dS_2$ ; наклон плоскостей диафрагм  $i_1$  и  $i_2$  (рис. 3).

Определим телесные углы  $d\omega_1$  и  $d\omega_2$  для обеих диафрагм,

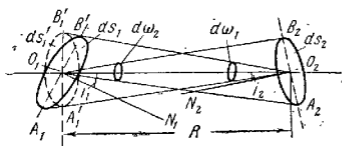


Рис. 3.

построенные своими вершинами в центрах одной и основаниями на контуре отверстия другой диафрагмы. Для этой цели предварительно вычислим проекции обеих диафрагм на плоскости, перпендикулярные оси,

так как отношение площадей этих проекций к квадрату расстояния  $R$  и определяет оба телесных угла.

Имеем:

$$dS'_1 = dS_1 \cos i_1 \quad \text{и} \quad dS'_2 = dS_2 \cos i_2 \quad (2)$$

и телесные углы:

$$d\omega_1 = \frac{dS'_1}{R^2} = \frac{\cos i_1 dS_1}{R^2} \quad \text{и} \quad d\omega_2 = \frac{\cos i_2 dS_2}{R^2}. \quad (3)$$

Перемножая выражения (3), находим:

$$R^2 d\omega_1 d\omega_2 = \frac{\cos i_1 \cos i_2 dS_1 dS_2}{R^2} = M. \quad (4)$$



Выражение (4) полностью характеризует собою световую трубку, так как оно включает в себе все элементы световой трубки. Роль формулы (4) выяснится в дальнейшем.

Световой поток. Количество световой энергии, проходящей в единицу времени через некоторую площадь, называется световым потоком, проходящим через эту площадь; если световой поток в  $F$  единиц проходит через некоторую площадь  $S$ , то отношение

$$E = \frac{F}{S} \quad (5)$$

носит название освещенности данной площади  $S$ . Для неравномерно освещенной площади вводится понятие освещенности в данной точке

$$E = \lim \frac{\Delta F}{\Delta S} = \frac{dF}{dS}, \quad (6)$$

т. е. предел отношения элементарного светового потока  $\Delta F$  к элементарному участку площади  $\Delta S$  в данной точке.

Яркость. Определим величину светового потока  $dF$ , проходящего через некоторую элементарную световую трубку. Световой поток будет пропорционален: площади  $dS_1$  отверстия первой диафрагмы, косинусу угла наклона  $i$  диафрагмы и телесному углу  $d\omega_2$  расхождения потока; таким образом

$$dF_1 = B_1 \cos i_1 dS_1 d\omega_2. \quad (7)$$

Для второй диафрагмы аналогично получим

$$dF_2 = B_2 \cos i_2 dS_2 d\omega_1, \quad (8)$$

где  $B_1$  и  $B_2$  — коэффициенты пропорциональности.

Зная, что по определению световой трубки энергия не выходит через боковую поверхность трубки, и полагая, что в среде, где проходит световой поток, не происходит поглощения света, мы будем иметь равенство обоих световых потоков, т. е.

$$dF_1 = dF_2 = B_1 \cos i_1 dS_1 d\omega_2 = B_2 \cos i_2 dS_2 d\omega_1 = dF, \quad (9)$$

или, пользуясь выражениями (3) для  $d\omega_1$  и  $d\omega_2$ ,

$$dF = B_1 \cos i_1 \cos i_2 \frac{dS_1 dS_2}{R^2} = B_2 \cos i_1 \cos i_2 \frac{dS_1 dS_2}{R^2}, \quad (10)$$

откуда следует

$$B_1 = B_2 = B. \quad (11)$$

Поэтому окончательно получаем

$$dF = B \cos i_1 \cos i_2 \frac{dS_1 dS_2}{R^2} = B d\omega_1 d\omega_2 R^2, \quad (12)$$

т. е. выражение, называемое законом Ламберта. Величина  $B$  носит название яркости (интенсивности) светового пучка.

Сила света. Предположим, что роль первой из диафрагм, определяющих световую трубку, играет сам источник света, имеющий достаточно малые для этого размеры. Тогда произведение из яркости  $B$  на площадь источника света  $dS_1$  определяет собою силу света источника  $I$ , равную

$$I = B dS_1, \quad (13)$$

откуда на основании (3), (12) и (13)

$$I = \frac{R^2 dF}{\cos i_1 \cos i_2 dS_2} = \frac{dF}{d\omega_2} \cdot \frac{1}{\cos i_1}, \quad (14)$$

что в случае  $i_1 = 0$  определяет нам силу света, как отношение элементарного светового потока  $dF$  к углу его расхождения  $d\omega_2$ . Для освещенности отверстия второй диафрагмы  $dS_2$  находим на основании (3), (12) и (6)

$$E = \frac{dF}{dS_2} = \frac{I \cos i_1 \cos i_2}{R^2}, \quad (15)$$

что в случае  $i = 0$  даст нам основной закон фотометрии.

Фотометрические единицы<sup>2</sup>. 1. Основной единицей фотометрии является единица силы света, называемая международной свечой, установленная международным соглашением в 1921 г. Она равняется 1,13 употреблявшейся ранее свечи Гейфнера.

2. За единицу яркости принимают яркость по направлению нормали такой плоской светящейся поверхности,  $1 \text{ см}^2$  которой в том же направлении имеет силу света, равную одной международной свече.

Эта единица яркости носит название стильб.

3. За единицу светового потока принимается люмен — световой поток, испускаемый внутри телесного угла в один стерадиан точечным источником света, помещенным в вершине этого угла и имеющим по всем направлениям силу света в одну международную свечу.

4. За единицу освещенности принимается люкс, равный освещенности, получаемой при световом потоке в 1 люмен, равномерно распределенном на площади в  $1 \text{ м}^2$ .

<sup>1</sup> В очень многих случаях площадь источника света остается неизменной в различных направлениях, например площадь раскаленной спиральной нити в лампах накаливания.

<sup>2</sup> Более подробно см. Тудоровский, А. И., Основания общей теории оптических приборов, изд. Военно-технической академии РККА им. Дзержинского, Ленинград 1932.

## § 2. Геометрические элементы оптической системы

Формулы солинейного сродства. Законы, которым должна удовлетворять с достаточной степенью точности любая правильно коррегированная оптическая система, могут быть получены в самом общем виде, исходя из чисто геометрических положений солинейного сродства, базирующегося на следующих исходных свойствах двух пространств (пространства предметов и пространства изображений).

I. Каждой прямой одного пространства соответствует одна и только одна прямая в другом пространстве (сопряженные прямые), и каждой точке одного пространства соответствует одна и только одна точка в другом пространстве.

Это положение может быть более сжато сформулировано следующим образом: каждому гомоцентрическому пучку прямых (пересекающихся в одной точке) в одном пространстве соответствует гомоцентрический пучок в другом пространстве. Из этого положения следует, что каждой плоскости одного пространства соответствует одна и только одна плоскость в другом пространстве, так как двум любым пересекающимся прямым, однозначно определяющим некоторую плоскость в одном пространстве, должны соответствовать две пересекающиеся прямые в другом пространстве, также однозначно определяющие плоскость в другом пространстве.

II. В каждом из пространств существуют оси симметрии, причем обе оси сопряжены друг другу и, кроме того, оба пространства центрированы вокруг осей<sup>1</sup>. Из этого положения следует, что плоскости, перпендикулярной оси в одном пространстве, сопряжена плоскость в другом пространстве, также перпендикулярная оси. Действительно, несоблюдение этого следствия (неперпендикулярность сопряженной плоскости) противоречит условию симметрии. Заметим, что условие центрированности определяет собой полное подобие в сопряженных плоскостях, перпендикулярных оси, или, как это называют в солинейном сродстве, постоянство линейного увеличения в сопряженных плоскостях, перпендикулярных оси. Доказательства этого замечания мы здесь приводить не будем<sup>2</sup>.

Формула Ньютона. Представим себе, что мы имеем систему двух пространств (например связанных оптической системой) (рис. 4). На рисунке представлены две сопряженные, так называемые меридиональные плоскости  $Q$  и  $Q'$ , про-

<sup>1</sup> В случае применения цилиндрических линз центрированность вокруг оси нарушается. Подробнее см. глава IV, § 13.

<sup>2</sup> См. Игнатовский, В. С., проф., Элементарные основы теории оптических приборов, § 7.

ходящие через оси  $AB$  и  $A'B'$  обоих пространств  $I$  и  $II$ . Линии  $AC$  и  $A'C'$  суть не что иное, как следы пересечения пары сопряженных плоскостей  $P$  и  $P'$ , перпендикулярных осям. Отношение отрезков в сопряженных плоскостях (например отрезки  $A'C' = -Y'$  и  $AC = Y$  в плоскостях  $P'$  и  $P$ )

носит название линейного увеличения  $V$ :

$$V = \frac{Y'}{Y}, \quad (16)$$

причем отрезки  $Y$  и  $Y'$  считаются положительными тогда, когда они направлены вверх от оси, и наоборот.

Пара сопряженных плоскостей, для которой линейное увеличение  $V=1$  (например плоскости  $H$  и  $H'$ ), носит название главных плоскостей.

Допустим теперь, что мы перемещаем точку  $A$  влево, уводя ее в бесконечность; тогда точка  $A'$ , ей сопряженная, займет некоторое положение  $F'$  (случай, когда точка  $A'$  уйдет также на бесконечность, соответствующий телескопической системе, мы сейчас рассматривать не будем), называемое задним фокусом. Аналогично, удаляя точку  $A'$  в бесконечность, мы определим соответственное ей положение точки  $A$  в точке  $F$ , называемой передним фокусом. Оба фокуса суть точки, друг другу не сопряженные. Рассмотрим сопряженные прямые  $AD$  и  $D'A'$ . Отрезки  $BD$  и  $B'D'$ , равные соответственно  $h$  и  $h'$ , равны между собой как лежащие в главных плоскостях  $H$  и  $H'$  (линейное увеличение равно единице). В случае удаления точки  $A$  в бесконечность, в положение  $A_1$ , прямая  $A_1D$  займет положение  $A_1CD$ , параллельное оси. Сопряженная же прямая  $D'A'$  займет в этом случае положение  $D'F'$ , определяя собою точку  $F'$ . Аналогичным же способом при удалении точки  $A'$  в бесконечность определится прямая  $D_1C'$  во  $II$  пространстве, параллельная оси, и сопряженная ей в  $I$  пространстве прямая  $CD_1$ , проходящая через передний фокус. Из полученного таким образом построения нетрудно вывести зависимость между фокусными расстояниями — отрезками от точек пересечения главных плоскостей с осями (главных точек)  $B$  и  $B'$  до фокусов  $F$  и  $F'$  и отрезками  $X$  и  $X'$  от фокусов до выбранных нами

Рис. 4.

произвольно сопряженных точек  $A$  и  $A'$ . Заметим, что все отрезки вдоль осей считаются положительными, если они расположены слева направо (по направлению света) от своих начальных точек. (Так, например, на рис. 4 отрезки  $f'$  и  $x'$  положительны, отрезки  $BF=f$  и  $FA=x$  отрицательны). Из треугольников  $ACF$  и  $FBD_1$  находим

$$\frac{Y}{-X} = \frac{BD_1}{-f} = \frac{B'D'_1}{-f} = \frac{-Y'}{-f}, \quad (17)$$

так как  $BD_1 = B'D'_1$  как отрезки в главных плоскостях и  $B'D'_1 = -Y'$  по построению. Аналогично из треугольников  $D'B'F'$  и  $F'A'C'$  находим

$$\frac{-Y'}{X'} = \frac{B'D'}{f'} = \frac{Y}{f'}. \quad (18)$$

Определяем из (17) и (18) линейное увеличение  $V$ :

$$V = \frac{Y'}{Y} = -\frac{f}{X} = -\frac{X'}{f'}, \quad (19)$$

откуда легко находим формулу Ньютона:

$$ff' = XX'. \quad (20)$$

Формула отрезков от главных точек и угловое увеличение. Установим зависимость между отрезками  $BA=b$  и  $B'A'=b'$  от главных точек  $B$  и  $B'$  до сопряженных точек  $A$  и  $A'$ . Имеем

$$\left. \begin{aligned} -b &= AB = AF + FB = -X - f; \\ b' &= B'A' = B'F' + F'A' = f' + X'. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Определяя из (21)  $X$  и  $X'$  и вставляя в (20), находим

$$bb' - f'b - b'f + ff' = ff', \quad (22)$$

откуда, разделяя на  $bb'$  и перенося все остальные члены в правую часть,

$$1 = \frac{f}{b} + \frac{f'}{b'}. \quad (23)$$

Определим отношение  $b'$  и  $b$ . На основании (21) следует

$$\frac{b'}{b} = \frac{X' + f'}{X + f}, \quad (24)$$

или, заменяя  $X$  через  $X'$  на основании (20),

$$\frac{b'}{b} = \frac{X' + f'}{ff' + X'f} X' = \frac{X'}{f}. \quad (25)$$

Помножая и деля правую часть (25) на (20) и пользуясь (19), находим

$$\frac{b'}{b} = \frac{X'}{f} = \frac{f'}{X} = -\frac{f'}{f} V. \quad (26)$$

Обратимся к рис. 5. Введем отношения (тангенсы)

$$\frac{h}{b} = \alpha; \quad \frac{h'}{b'} = \alpha'; \quad \frac{Y}{b} = \beta \quad \text{и т. д.}, \quad (27)^1$$

причем величины  $\alpha$ ,  $\beta$  и т. д. считаются положительными

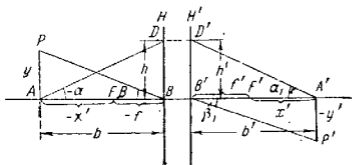


Рис. 5.

тогда, когда соответственные сопряженные прямые пересекают ось сверху вниз. (На рисунке  $\alpha$  отрицательно, так как  $AD$  пересекает ось снизу вверх, и  $\beta$  положительно, потому что  $PB$  пересекает ось сверху вниз).

Отношение  $W = \frac{\alpha'}{\alpha}$  носит название углового увеличения в точках  $A$  и  $A'$ . На основании (26) и (27) имеем

$$W = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{h'}{b'} \frac{b}{h} = \frac{b}{b'} = -\frac{f}{f'V}. \quad (28)$$

Угловое увеличение  $W_1$  в главных точках  $B$  и  $B'$  будет, так как  $V=1$ ,

$$W_1 = \frac{\beta'}{\beta} = -\frac{f}{f'}. \quad (29)$$

Заменяя в (28)  $V$  через  $\frac{Y'}{Y}$ , находим

$$Y' \alpha' f' = -Y \alpha f, \quad (30)$$

т. е. выражение, из которого мы в дальнейшем получим инварианту Лагранж-Гельмгольца. Возвратимся к рис. 4. Нетрудно видеть, что величина  $\alpha'$  для заднего фокуса  $f'$  определится

$$\alpha' = \frac{h'}{f'} = \frac{h}{f'}, \quad (31)$$

откуда, зная высоту  $h'$  прямой, входящей в систему параллельно оси, и тангенс угла пересечения ее  $\alpha'$  с осью по выходе

<sup>1</sup> Переходящие в углы в случае малости  $u$  или  $l$  по отношению к величинам  $b$ ,  $b'$  и т. д.

из системы, мы можем определить величину фокусного расстояния  $f'$

$$f' = \frac{h}{\alpha'} \quad (32)$$

Сложная система. Из формулы (28) следует

$$\alpha' = W\alpha = -\frac{f\alpha}{f'V} \quad (33)$$

Пользуясь (19) и определяя  $-X$  из (21), находим для  $\frac{1}{V}$

$$\frac{1}{V} = -\frac{X}{f} = \frac{f-b}{f} = 1 - \frac{b}{f} \quad (34)$$

Вставляя (34) в (33) и помня, на основании (27), что  $xb = h$ ,

$$\alpha' = -\frac{f}{f'}\alpha + \frac{b\alpha}{f'} = -\frac{f}{f'}\alpha + h\varphi, \quad (35)$$

где  $\varphi = \frac{1}{f}$  — сила системы.

Предположим, что мы имеем сложную систему, составленную из ряда простых систем (рис. 6). Рассмотрим две какие-либо последовательно расположенные системы с номерами  $S$  и  $S+1$ , имеющие общую ось  $OX$ . На рисунке нетрудно видеть, что пространство изображений после  $S$ -системы является пространством предметов для  $S+1$ -системы, и вследствие этого тангенс  $\alpha'_S$  выхода прямой

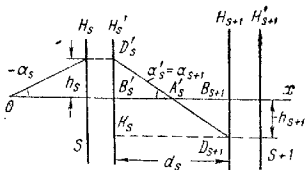


Рис. 6.

из  $S$ -системы является тангенсом входа той же самой прямой для  $S+1$ -системы. Вместе с тем на основании (35) мы легко можем определить тангенс  $\alpha'_S = \alpha_{S+1}$  выхода прямой из системы  $S$ , зная тангенс  $\alpha_S$ , высоту  $h_S$  и фокусные длины  $f_S$  и  $f'_S$ , определяя тем самым тангенс входа в  $S+1$ -систему. Для определения же тангенса  $\alpha'_{S+1}$  выхода прямой из  $S+1$ -системы нам необходимо будет определить (зная, конечно, величины  $f_{S+1}$  и  $f'_{S+1}$ ) величину  $h_{S+1}$ , имея известным расстояние  $d_S$  между задней главной плоскостью  $H'_S$   $S$ -системы и передней главной плоскостью  $H_{S+1}$   $S+1$ -системы. Из рисунка находим

$$\frac{h_S - h_{S+1}}{d_S} = \alpha_{S+1}, \quad (36)$$

откуда следует

$$h_{S+1} = h_S - z_{S+1} d_S. \quad (37)$$

Вводя в (35) индексы  $S$  и  $S+1$ , получаем

$$z_{S+1} = z'_S = -\frac{f_S}{f'_S} z_S + h_S z'_S. \quad (38)$$

Нетрудно видеть (ввиду произвольности выбора рассмотренной нами пары систем), что формулы (37) и (38) позволяют совершить последовательный переход (так называемый расчет) через какое угодно число последовательно расположенных систем. Совершая же такой переход для прямой, входящей в первую из рассматриваемых нами систем параллельно оси, и определяя в конце перехода тангенс  $\alpha'_m$  после  $m$ -системы, мы на основании (32) определяем эквивалентную заднюю фокусную длину  $f'$  нашей сложной системы.

Аналогичным способом, полагая  $\alpha'_m = 0$  (выходящая прямая, параллельна оси) и проделывая обратный переход, мы можем определить величину  $\alpha_1$  и затем эквивалентную переднюю фокусную длину всей сложной системы  $f$ .

### § 3. Оптика нулевых лучей. (Оптика Гаусса). Инварианта Аббе. Инварианта Лагранж-Гельмгольца

Предположим, что мы имеем две среды с коэффициентами  $n$  и  $n'$ , разделенные преломляющей поверхностью  $P$  радиуса  $r$  (рис. 7), считаемого положительным от вершины поверхности  $S$ .

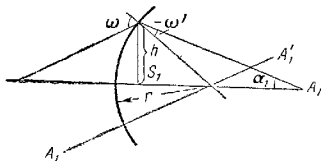


Рис. 7.

В случае, если углы  $\alpha$  и  $\omega$  малы, мы, пренебрегая величинами второго порядка малости, можем закон преломления

$$n \sin \omega = n' \sin \omega' \quad (39)$$

записать в следующем виде:

$$n \omega = n' \omega'. \quad (40)$$

Определяя из треугольников  $ANO$  и  $ONA'$  углы  $\omega$  и  $\omega'$  и входя в выражение (40), находим

$$n(\alpha - \gamma) = n'(\alpha' - \gamma). \quad (41)$$



Вследствие малости всех угловых величин на основании (40) и (41) сейчас же следуют малость величины  $h$  и малость второго порядка величины  $SS_1$ ; пренебрегая последней величиной, имеем

$$z = \frac{h}{P}; \quad \gamma = \frac{h}{r} \quad \text{и} \quad \alpha' = \frac{h}{P'}; \quad (42)$$

подставляя затем в (41), по сокращении на  $h$  получаем инварианту Аббе:

$$n \left( \frac{1}{P} - \frac{1}{r} \right) = n' \left( \frac{1}{P'} - \frac{1}{r} \right). \quad (43)$$

Повторяя аналогичные рассуждения для какой-либо другой оси  $A_1A'_1$ , составляющей малый угол с первой осью, мы приходим к выводу, что пространства до и после преломляющей поверхности обладают свойствами солинейного сродства в окрестности оси, так как каждому узкому гомоцентрическому пучку лучей, исходящему из какой-либо произвольной точки в окрестности оси однозначно соответствует гомоцентрический пучок после преломляющей поверхности. Это вытекает из однозначной зависимости между отрезками  $P$  и  $P'$  инварианты Аббе и независимости их (при малых  $h$ ) от самой величины  $h$ .

Инварианта Лагранж-Гельмгольца. Одна и та же величина  $h$  принадлежит как пространству до, так и пространству после преломляющей поверхности. Поэтому, пренебрегая отрезком  $SS_1$ , мы вправе полагать, что обе главные плоскости преломляющей поверхности совпадают друг с другом и касательны к вершине поверхности. Для определения фокусных расстояний последовательно полагаем равными бесконечности отрезки  $P$  и  $P'$ ; тогда сопряженные им отрезки обратятся в соответственные фокусные длины. Таким образом на основании (41) имеем

$$f' = \frac{n'r}{n' - n}; \quad f = \frac{nr}{n - n'}, \quad (44)$$

откуда следует

$$-\frac{f'}{f} = \frac{n'}{n}. \quad (45)$$

Заменяя в (30) величины  $f$  и  $f'$ , на основании (45) находим инварианту Лагранж-Гельмгольца

$$Y' \alpha' n' = Y \alpha n. \quad (46)$$

Все величины  $Y'$ ,  $\alpha'$  и  $n'$  после произвольной преломляющей поверхности являются предыдущими для последующей преломляющей поверхности; поэтому инварианту (46) можно последовательно развивать вправо и влево до последней и первой преломляющей поверхности всей системы.

Таким образом

$$Y_1 \alpha_1 n_1 = Y'_m \alpha'_m n'_m. \quad (4)$$

Сопоставляя (47) с (30), также справедливым для всей системы, находим

$$-\frac{f'_m}{f_m} = \frac{n'_m}{n_1}, \quad (4)$$

справедливое, в отличие от (45), уже для всей системы.

В случае, если система находится в воздухе,

$$n_1 = n'_m = 1$$

и

$$f' = -f. \quad (4)$$

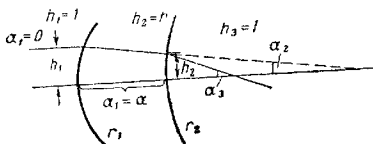


Рис. 8.

Возвращаясь к (38), мы, на основании (44) и (45), можем написать

$$\alpha_{S+1} = \alpha_S \frac{n_S}{n_{S+1}} + \frac{h_S}{r_S} \frac{n_{S+1} - n_S}{n_{S+1}}. \quad (50)$$

Выражение (50) в совокупности с (37)

$$h_{S+1} = h_S - \alpha_{S+1} d_S \quad (51)$$

позволяет осуществить желаемый просчет (просчет нулевого или параксиального луча) через любую оптическую систему.

Простая линза в воздухе (рис. 8). Полагая  $\alpha_1 = 0$  на основании (50) определяем  $\alpha_2$ :

$$\alpha_2 = h_1 \frac{n-1}{nr_1}.$$

Далее находим, пользуясь (51),  $h_2$ :

$$h_2 = h_1 - \alpha_2 d_1 = h_1 \left( 1 - \frac{n-1}{nr_1} d \right)$$

наконец,  $\alpha_3$ , пользуясь (50) вторично:

$$\begin{aligned} \alpha_3 &= nh_1 \frac{n-1}{nr_1} + h_1 \left(1 - \frac{S-1}{nr_1} d\right) \frac{1-n}{r_2} \\ &= h_1 \left[ (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{(n-1)^2}{nr_1 r_2} d \right] \end{aligned}$$

ткуда, разделяя правую и левую части на  $h_1$ , получаем

$$\frac{\alpha_3}{h_1} = \frac{1}{f'} = \varphi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{(n-1)^2 d}{nr_1 r_2}. \quad (52)$$

Практически  $d$  всегда бывает мало по отношению к радиусам. Поэтому, отбрасывая член, содержащий  $d$ , получаем приближенную формулу для тонких линз

$$\varphi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right), \quad (53)$$

причем

$$h_1 = h_2 = h.$$

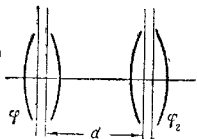


Рис. 9.

предствием чего является совпадение обеих главных плоскостей с самой линзой.

Система из двух линз в воздухе (рис. 9). В этом случае на основании (49) будем иметь

$$f_1 = -f'_1 \quad \text{и} \quad f_2 = -f'_2.$$

Формула (38) преобразуется

$$\alpha_{S+1} = \alpha_S + h_S \varphi_S,$$

где индекс  $S$  определяет собой номер линзы.

Полагая, аналогично предыдущему,  $\alpha_1 = 0$ , находим

$$\alpha_2 = h_1 \varphi_1; \quad h_2 = h_1 (1 - \varphi_1 d) \quad \text{и} \quad \alpha_3 = h_1 [\varphi_1 + (1 - \varphi_1 d) \varphi_2],$$

ткуда сила сложной системы

$$\varphi = \frac{1}{f'} = \frac{\alpha_3}{h_1} = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d. \quad (54)$$

#### § 4. Зрачки и люки. Геометрическая светосила

В большинстве случаев оптические системы, употребляемые в фотозаписывающих приборах, обладают малыми полями зрения и малыми отверстиями; поэтому для них законы линейного сродства в большинстве случаев соблюдаются математически. Заметим, что в тех случаях, когда поле

зрения или отверстия системы нельзя считать малыми, к изображению, даваемому такой системой, предъявляются требования, чтобы оно было плоским, резким и неискаженным (что достигается соответствующим расчетом системы на уничтожение аберраций), т. е. точно так же удовлетворяющим основным положениям солинейного сродства. В силу этого мы при разборе общих свойств оптической системы имеем право воспользоваться всеми формулами солинейного сродства.

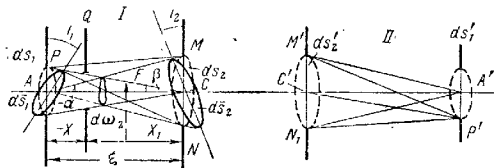


Рис. 10.

Займемся рассмотрением ограничения хода лучей через оптическую систему (рис. 10). Допустим, что световой пучок (световая трубка), входящий в систему, ограничивается двумя диафрагмами  $dS_1$  и  $dS_2$  произвольной формы и наклона  $i_1$  и  $i_2$  к оси системы (роль одной из диафрагм, например  $dS_1$ , может играть и сам предмет).

В случае, если отверстия обеих диафрагм невелики, мы, не делая большой погрешности, можем рассматривать, что световая трубка ограничивается проекциями  $dS_1$  и  $dS_2$  этих диафрагм на плоскости, перпендикулярные оси системы и проходящие через точки пересечения диафрагм с осью. Площади  $dS_1$  и  $dS_2$  этих проекций будут равны

$$dS_1 = d\bar{S}_1 \cos i_1 \quad \text{и} \quad dS_2 = d\bar{S}_2 \cos i_2. \quad (55)$$

В дальнейшем, в целях упрощения последующих рассуждений, мы всегда будем полагать ограничивающие диафрагмы перпендикулярными оси системы.

Диафрагма  $d\bar{S}_1$ , ограничивающая телесные углы пучков лучей, исходящих из различных точек предмета, называется зрачком входа; нетрудно себе представить, что в пространстве изображений (после системы) будет существовать изображение этой диафрагмы, называемое зрачком выхода. Зрачком входа может являться либо какая-нибудь

материальная диафрагма (например, оправа первой линзы системы, оправа зеркала и т. п.), либо изображение некоторой матеральной диафрагмы (расположенной внутри или позади системы, например, диафрагмы, расположенной на месте зрачка выхода), создаваемое системой при ходе лучей справа налево. Такой нематериальный зрачок входа с успехом будет ограничивать телесные углы пучков лучей, исходящих из различных точек предмета, как и материальный зрачок входа, так как всякий луч, вошедший в систему вне пределов отверстия нематериального зрачка входа, по выходе из системы встретит на своем пути матеральную диафрагму зрачка выхода и отсечет его. Соединяя различные точки предмета с центром зрачка входа, мы получим так называемый пучок главных лучей; диафрагма, ограничивающая собой телесный угол этого пучка, носит название люка входа. Аналогично зрачкам, изображение люка входа через систему называют люком выхода. Люки, как и зрачки, могут быть и нематериальными. Во многих случаях роль люка входа играет самый предмет; в некоторых случаях при этом матеральная диафрагма располагается в плоскости изображения и ограничивает его собой (материальный люк выхода).

Геометрическая светосила. На основании (12) световой поток, вошедший в систему, будет (помня, что  $i_1 = i_2 = 0$  и  $R = \frac{1}{2}$ )

$$dF = B \frac{dS_1 dS_2}{\xi^2}. \quad (56)$$

Если система имеет коэффициент прозрачности, равный  $K$ , то световой поток по выходе из системы  $dF'$  будет

$$dF' = K dF = BK \frac{dS_1 dS_2}{\xi^2}. \quad (57)$$

Освещенность изображения  $E$  определится уравнением

$$E = \frac{dF'}{dS_1'} = BK \frac{dS_1}{dS_1'} \frac{dS_2}{\xi^2}, \quad (58)$$

и светосила  $L$  системы, равная отношению освещенности к яркости,

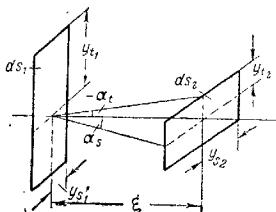
$$L = \frac{E}{B} = K \frac{dS_1}{dS_1'} \frac{dS_2}{\xi^2} = K \frac{dS_1}{dS_1'} d\omega_2. \quad (59)$$

Предположим, что элементарные площадки  $dS_1$  и  $dS_2$  имеют прямоугольную форму (рис. 11) или равновелики прямо-

угольникам с полусторонами  $Y_S$  и  $Y_t$ . Тогда площади  $dS_1$  и  $dS_2$  соответственно будут равны

$$\left. \begin{aligned} dS_1 &= 4Y_{t,1} Y_{S,1} \\ dS_2 &= 4Y_{t,2} Y_{S,2} \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

углы  $\alpha_t$  и  $\alpha_s$  определяются:



$$\left. \begin{aligned} \alpha_t &= -\frac{Y_{t,2}}{\epsilon} \\ \alpha_s &= -\frac{Y_{S,2}}{\epsilon} \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

Вводя (60) и (61) в формулу (59), находим

$$\begin{aligned} L &= \frac{E}{B} = \frac{16K}{dS_1'} Y_{t,1} \alpha_t Y_{S,1} \alpha_s = \\ &= \frac{16K}{n_1^2 dS_1'} I_t I_S, \end{aligned} \quad (62)$$

Рис. 11.

где  $I_t$  и  $I_S$  — инварианты Лагранж-Гельмгольца:

$$I_t = Y_{t,1}, \alpha_{t,1}, n_1; \quad I_S = Y_{S,1}, \alpha_{S,1}, n_1, \quad (63)$$

соответственно для меридиональной и сагиттальной плоскостей. Имея в виду, что площадь элемента  $dS_1'$ , являющегося изображением элемента  $dS$ , точно так же определится произведением его полусторон  $Y'_{t,1}$  и  $Y'_{S,1}$ :

$$dS_1' = 4Y'_{t,1} Y'_{S,1}, \quad (64)$$

мы, на основании (62) и (47) § 3, можем написать

$$L = \frac{E}{B} = \frac{16KY'_{t,1} \alpha'_{t,1} n' Y'_{S,1} \alpha'_{S,1} n'}{n^2 \cdot 4Y'_{t,1} Y'_{S,1}} = 4K \frac{n'^2}{n} \alpha'_{t,1} \alpha'_{S,1}, \quad (65)$$

откуда следует, что светосила будет пропорциональна произведению сагиттальной и меридиональной выходных апертур  $\alpha'_{t,1}$  и  $\alpha'_{S,1}$ .

В случае, если оба элемента  $dS_1$  и  $dS_2$  будут иметь эллиптическую форму, площади  $dS_1$  и  $dS_2$  определяются полуосями  $Y_t$  и  $Y_S$

$$dS_1 = \pi Y_{t,1} Y_{S,1}; \quad dS_2 = \pi Y_{t,2} Y_{S,2}, \quad (66)$$

и, аналогично (65), получим:

$$L = \frac{E}{B} = \pi K \frac{n'^2}{n^2} \alpha'_{t,1} \alpha'_{s,1}. \quad (67)$$

Потери света. Закон Френеля. При прохождении света через преломляющую поверхность, разделяющую две среды с коэффициентами  $n$  и  $n'$ , часть света отражается от преломляющей поверхности, и таким образом образуются потери преломленного светового потока.

Принимая количество световой энергии потока, падающего на преломляющую поверхность, за единицу, имеем для количества энергии отраженной части потока  $r$  выражение, называемое законом Френеля:

$$r = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin^2(\omega - \omega')}{\sin^2(\omega + \omega')} + \frac{\operatorname{tg}^2(\omega - \omega')}{\operatorname{tg}^2(\omega + \omega')} \right\}, \quad (68)$$

где  $\omega$  и  $\omega'$  суть углы падения и преломления лучей потока с нормалью к преломляющей поверхности в точке преломления. Пользуясь законом преломления

$$n \sin \omega = n' \sin \omega', \quad (69)$$

после простых тригонометрических преобразований для случая падения светового потока перпендикулярно преломляющей поверхности ( $\omega = \omega' = 0$ ) получаем следующее выражение:

$$r = \frac{(n' - n)^2}{(n' + n)^2}. \quad (70)$$

Так, для случая  $n = 1$ ;  $n' = 1,5$  (воздух—стекло) находим количество отраженного света

$$r = \frac{(1,5 - 1)^2}{(1,5 + 1)^2} = 0,04 = 4\%,$$

т. е. потери на отражение составляют 4%. Потери света на поверхности склейки флинта ( $n' = 1,6$ ) с кроном ( $n = 1,5$ ) едва достигают величины 0,001, т. е. 0,1%, в силу чего потерями света на отражение на поверхностях склейки линз при подсчетах световых потерь обычно пренебрегают.

Проиллюстрируем зависимость потерь света на отражение от величины угла падения и для случая поверхности, разделяющей воздух ( $n = 1$ ) с тяжелым флинтom, имеющим коэффициент преломления  $n' = 1,6289$ .

Угол падения $\omega$ в °	0	30	45	60	70	80	85	90
Количество $r$ отраженного света в % . .	5,7	5,9	6,8	10,9	19,2	40,4	62,3	100

Из приведенной таблицы явствует, что количество отраженного света возрастает довольно медленно до углов порядка  $60^\circ$  (возрастая с 6 до 11%) и при дальнейшем увеличении угла возрастает очень быстро.

Для грубого определения потерь света на отражение в оптической системе, имеющей  $m$  поверхностей, разделяющих стекло и воздух, можно, принимая в среднем для одной поверхности потерю на отражение  $r$  равной 5%, пользоваться следующей формулой:

$$R\% = [1 - (1 - r)^m] 100\% = (1 - 0,95^m) 100\%, \quad (71)$$

где  $R$  — суммарные потери на отражение для всей системы. Так, для системы, имеющей 8 поверхностей линз, соприкасающихся с воздухом, получаем

$$R\% = (1 - 0,95^8) 100\% = 33,5\%.$$

Заметим, что общеизвестная формула (71) весьма неудобна для вычислений; поэтому, имея в виду, что в (71)  $r$  мало, можно воспользоваться разложением  $(1 - r)^m$  по формуле бинома, отбросив члены, содержащие  $r$  в степени выше второй.

Тогда (71) преобразуется:

$$\begin{aligned} R\% &= \left[ m\Delta - \frac{m(m-1)}{2} \Delta^2 \right] 100\% = \\ &= m\Delta \left( 1 - \frac{m-1}{2} \Delta \right) 100\%; \end{aligned} \quad (72)$$

эта приближенная формула очень удобна при числе  $m$  поверхностей не выше 10. Пользуясь данными вышеприведенного примера, находим по (72)

$$R\% = 0,4 \left( 1 - \frac{7}{2} 0,05 \right) 100\% = 33,0\%$$

с точностью, практически вполне достаточной.

Потери света на поглощение в стекле. Яркость пучка лучей, распространяющегося в какой-либо среде, убывает с возрастанием пути, пройденного светом в этой среде. Полагая яркость в некоторой точке равной  $B_0$ , имеем для яркости  $B$  в некоторой другой точке, находящейся на расстоянии  $l$  по пути распространения света от первой точки, следующее выражение:

$$B = B_0 q^l, \quad (73)$$

где  $q$  носит название коэффициента прозрачности стекла. Принимая  $l = 1$  см, получаем для падения яркости на 1 см

$$\Delta B = B - B_0 = B_0(1 - q). \quad (74)$$



Величина  $1-q$  носит название коэффициента поглощения, Отношение

$$\frac{B}{B_0} = q^l \quad (75)$$

определяет нам прозрачность стекла на пути в  $l$  см. В нижеприведенной таблице<sup>1</sup> даны величины коэффициента прозрачности  $q$  в процентах для различных длин волн для некоторых наиболее характерных сортов оптического стекла фирмы Шотт в Иене (Германия); там же приведены коэффициенты прозрачности для белого света.

Обращает на себя внимание быстрое падение прозрачности в фиолетовой части спектра для флинтов, в особенности для тяжелого флинта SF=6. Поэтому нельзя рекомендовать применение тяжелых флинтов в оптических системах при работе на диапозитивных эмульсиях, так как последние имеют максимум чувствительности, находящейся синей и фиолетовой частях спектра.

	Боросиликатный кроп	Флинт	Тяжелый флинт	Увиолевое стекло
С о р т	BK=7	F=3	SF=6	UBK=5
$n_D$	1,516	1,613	1,805	1,504
$V$	64,0	37,0	25,5	64,8
Окраска	белая	белая	желтая	белая
Длина волны:	коэффициент прозрачности $q$ в процентах			
$\lambda = 644 \mu\mu$	99	99,2	94,4	98,8
$\lambda = 578 \mu\mu$	99,5	99,5	95,7	98,8
$\lambda = 546 \mu\mu$	99,5	99,5	—	99,1
$\lambda = 509 \mu\mu$	99,3	99,4	91,1	—
$\lambda = 480 \mu\mu$	99,0	99,2	86,0	99,1
$\lambda = 436 \mu\mu$	99,7	98,4	77,9	98,2
$\lambda = 405 \mu\mu$	99	98,7	76,6	97,7
$\lambda = 366 \mu\mu$	92	89,5	75,4	94,5
$\lambda = 334 \mu\mu$	71	43	49	89,5
$\lambda = 312 \mu\mu$	17,1	0,00	3	52
$\lambda = 302 \mu\mu$	1,8	0,00	0,00	9
Для белого света	9,2	99,3	—	98,7

<sup>1</sup> Таблица заимствована нами из Handbuch der Physik, Bd. XVIII, S. 204

Данные, приведенные в таблице, относятся к особым прозрачным плавкам наиболее прозрачных сортов (за исключением SF=6) оптического стекла; при практических подсчетах следует принимать потери на поглощение в стекле равными  $1-2\%$  на  $1\text{ см}$  (за исключением, конечно, тяжелых флинт и тяжелых кронов). Суммарный же коэффициент прозрачности оптической системы (коэффициент  $K$ ) в формулах (65) и (67) определится произведением

$$K^0/0 = (1-R) q^l 100\% \quad (76)$$

## § 5. Зеркала

Едва ли можно себе представить какую-либо оптическую систему для фотозаписи колебательных движений осуществленную без призм и зеркал; поэтому некоторое знакомство с этими деталями необходимо. Ознакомимся в первую очередь с работой зеркал.

Предположим, что мы имеем некоторую отражающую плоскость  $AB$  (рис. 12), перпендикулярную к плоскости рисунка.  $CS$ —падающий луч, лежащий в плоскости рисунка и составляющий с нормалью  $MN$ , восставленной к плоскости  $AB$  в точке падения  $S$ , угол  $\omega$ . Отраженный луч  $SD$  также составит угол  $\omega$  с нормалью  $MN$ ; таким образом, отклонение луча от первоначального

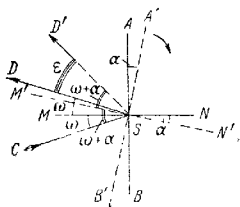


Рис. 12.

направления будет равно  $2\omega$ . Допустим теперь, что наша плоскость  $AB$  повернута по часовой стрелке на некоторый угол  $\alpha$  вокруг оси, перпендикулярной плоскости, в которой лежат падающий и отраженный лучи, и занимает положение  $A'B'$ . Нормаль  $MN$  также повернется на этот угол  $\alpha$  и займет положение  $M'N'$ ; угол падения луча  $CS$  с нормалью  $M'N'$  окажется уже равным  $\omega + \alpha$ , равно как и угол отраженного луча  $SD'$ . Нетрудно видеть, что отраженный луч будет отклонен относительно падающего луча на угол  $2(\omega + \alpha)$ . Определим величину отклонения  $\varepsilon$  отраженного луча относительно своего первоначального положения. Имеем

$$\varepsilon = 2(\omega + \alpha) - 2\omega = 2\alpha, \quad (77)$$

т. е. угол отклонения отраженного луча равняется удвоенной величине угла поворота зеркала, независимо от угла падения луча на зеркало. Рассмотрим теперь случай, когда

ось вращения зеркала не перпендикулярна плоскости, в которой лежат падающий и отраженный лучи. Предположим, например, что в исходном положении ось вращения совпадает с плоскостью падающего и отраженного лучей и совпадает при этом с плоскостью зеркала;  $CS$ —падающий луч;  $MN$ —нормаль к зеркалу  $P$ ;  $\omega$ —угол между падающим лучом и нормалью (а также и между нормалью и отраженным лучом  $CD$ ) (рис. 13). Опуская из точки  $C$  перпендикуляр  $CK$  к нормали, пересекающей ее в точке  $K$ , определяем точку  $D$  как пересечение этого перпендикуляра и отраженного луча.  $AB$ —ось вращения зеркала, перпендикулярная нормали  $MN$ . Повернем зеркало  $P$  вокруг оси  $AB$  на некоторый угол  $\alpha$ ; зеркало займет тогда некоторое положение  $P'$ ; нормаль  $MN$ —положение  $M'N'$  и отраженный луч некоторое положение  $SD'$ . Проведем теперь через точку  $C$  плоскость перпендикулярно новому положению нормали  $M'N'$ ; пересечение этой плоскости с новым направлением отраженного луча определит нам точку  $D'$  и пересечение этой же плоскости с новым направлением нормали  $M'N'$  определит точку  $K'$ . Этой же плоскости, далее, будет принадлежать и перпендикуляр  $CD$  (так как  $CD \parallel AB$  и перпендикулярно плоскости  $MNM'N'$ , которой перпендикулярна и плоскость, проходящая через точку  $C$  перпендикулярно нормали  $M'N'$ ). Далее из равенства прямоугольных треугольников  $CKS$  и  $D'KS$ , имеющих по закону отражения равные углы  $\omega$  и общую сторону  $KS$ , следует равенство

$$DS = CS. \quad (78)$$

Аналогично из треугольников  $CSK'$  и  $D'SK'$  вследствие равенства углов  $\omega_1$  по закону отражения

$$D'S = CS = DS. \quad (79)$$

Кроме того,

$$CK' = D'K'. \quad (80)$$

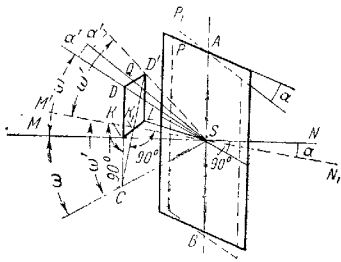


Рис. 13.

Опуская из точки  $D'$  перпендикуляр к плоскости  $MNM'N'$  до пересечения с нею в точке  $L$ , имеем два равных прямоугольных треугольника  $K'D'L$  и  $K'CK$ , откуда следует

$$D'L = CK = DK; \quad (81)$$

отсюда приходим к равенству прямоугольных треугольников  $D'LS$ ,  $DKS$  и  $CKS$  (равенство гипотенуз и катетов), что приводит нас, далее, к равенству углов  $\angle DSA$  и  $\angle D'SA$  независимо от угла поворота  $\alpha$  зеркала  $P$ , или (что равносильно) к тому, что отраженный луч при вращении зеркала описывает круговую коническую поверхность вокруг оси зеркала.

Это явление при малых углах  $\omega$  и  $\alpha$  почти неощутимо; однако следует иметь в виду, что при более или менее больших величинах  $\omega$  и  $\alpha$  будут иметь место отступления от закона удвоения угла, могущие в последующем исказить фотозапись. Определим угол отклонения отраженного луча  $2\alpha'$ .

Из треугольника  $QDS$  следует:

$$DQ = DS \sin \alpha'. \quad (82)$$

Из треугольника  $KK'S$

$$KK' = KS \sin \alpha. \quad (82a)$$

Из треугольника  $DSK$

$$KS = DS \cos \omega. \quad (83)$$

И, наконец, так как  $KK' = DQ$ ,

$$DS \sin \alpha' = DS \sin \alpha \cos \omega, \quad (84)$$

откуда окончательно

$$\sin \alpha' = \sin \alpha \cos \omega, \quad (85)$$

что и подтверждает сделанное ранее замечание.

Наклонность зеркала к оси вращения также вызывает в общем случае вращение отраженного луча по некоторой конической поверхности; однако разбором этого случая мы заниматься не будем.

Отражение от двух зеркал. Угол между зеркалами не изменяется (рис. 14). Предположим, что мы имеем два зеркала  $AB$  и  $CD$ , угол между которыми равен  $\alpha$ . Углы падения и отражения луча  $KLMN$  на первом зеркале  $\omega_1$ , на втором —  $\omega_2$ .

Угол отклонения луча от первоначального направления  $\varepsilon$ .

Из треугольника  $LMN$  имеем:

$$2\omega_1 = 2\omega_2 + \varepsilon. \quad (86)$$

Из треугольника  $LQM$ , образованного нормальными  $QL$  и  $QM$  к обоим зеркалам и отрезком луча  $LM$ , находим

$$\omega_1 = \omega_2 + \alpha. \quad (87)$$

Подставляя формулу (87) в (86), находим:

$$2\omega_2 + 2\alpha = 2\omega_2 + \varepsilon, \quad (88)$$

откуда окончательно

$$\varepsilon = 2\alpha. \quad (89)$$

Таким образом мы видим, что угол отклонения, даваемый парой зеркал, зависит лишь только от величины угла, составляемого обоими зеркалами друг с другом, и совершенно не зависит от каких-либо других величин, в частности от угла падения луча  $\omega_1$  на первое зеркало. Этим свойством двух зеркал часто пользуются в тех случаях, когда необ-

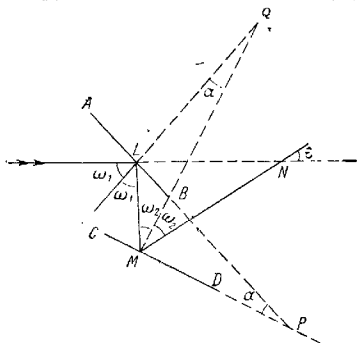


Рис. 14.

ходимо обеспечить неизменность угла отклонения от первоначального направления. Добавляя, далее, к такой паре зеркал следующую пару зеркал и т. д., мы каждый раз будем придавать некоторое постоянное отклонение луча к уже имеющемуся отклонению, независимо от положения каждой пары зеркал друг от друга. Таким образом в случае, если луч при всех своих отражениях не выходит из одной и той же плоскости, общий угол отклонения может быть определен по формуле

$$\varepsilon_{2m} = 2 \sum_1^m \alpha_i, \quad (90)$$

где  $\varepsilon_{2m}$ —угол отклонения луча после отражения в системе  $m$  пар зеркал и  $\alpha_i$ —угол  $i$  той пары зеркал.

Множественное отражение от вращающихся зеркал. Перейдем к рассмотрению системы  $m$  пар зеркал, полагая, что  $\alpha_i$  между зеркалами каждой пары изменяется на некоторую величину  $\Delta\alpha_i$ . Обозначая измененные углы

между зеркалами каждой пары через  $\alpha'_i$  и угол отклонения луча после всей системы зеркал с измененными углами через  $\varepsilon'_{2m}$ , мы вправе написать

$$\varepsilon'_{2m} = 2 \sum_1^m \alpha'_i; \quad (91)$$

с другой стороны, имеет место

$$\alpha'_i = \alpha_i + \Delta\alpha_i, \quad (92)$$

и таким образом

$$\varepsilon'_{2m} = 2 \sum_1^m (\alpha_i + \Delta\alpha_i) = 2 \sum_1^m \alpha_i + 2 \sum_1^m \Delta\alpha_i = \varepsilon_{2m} + 2 \sum_1^m \Delta\alpha_i. \quad (93)$$

Называя через  $\Delta\varepsilon_{2m}$  угол, на который изменяется направление выходящего луча вследствие изменений углов между зеркалами каждой пары, можем написать

$$\Delta\varepsilon_{2m} = \varepsilon'_{2m} - \varepsilon_{2m} = 2 \sum_1^m \Delta\alpha_i. \quad (94)$$

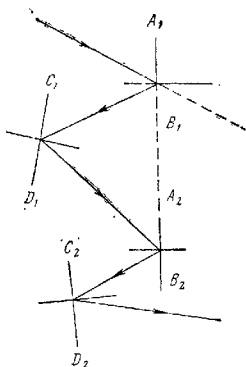


Рис. 15.

Приравнявая все  $\Delta\alpha_i$  друг другу, например некоторой величине  $\Delta\alpha$ , что легко может быть достигнуто хотя бы путем укрепления всех вращающихся зеркал на одной и той же вращающейся детали или путем объединения всех вращающихся зеркал в одно (например, зеркала  $A_1B_1$  и  $A_2B_2$  на рис. 15 могут быть объединены друг с другом), мы получим формулу для угла отклонения выходящего луча от своего первоначального на-

правления при многократном отражении от вращающегося зеркала

$$\Delta\varepsilon_{2m} = 2m\Delta\alpha, \quad (95)$$

где  $m$  — число отражений на вращающемся зеркале и  $\Delta\alpha$  угол поворота самого вращающегося зеркала. Заметим, что для обеспечения равенства всех  $\Delta\alpha_i$  друг другу необходимо чтобы все порядковые номера отражений были либо четными, либо нечетными.

Действительно, если мы будем полагать, например, положительным углом поворота зеркала  $A_1B_1$  по часовой стрелке ( $I$ —нечетное отражение), то и угол между обоими зеркалами получит также положительное приращение. При повороте же зеркала  $C_1D_1$  ( $II$ —четное отражение) по часовой стрелке на угол  $\Delta\alpha$  угол между обоими зеркалами получит отрицательное приращение (обратное по знаку приращению в первом случае). Аналогичные рассуждения могут быть проделаны и с любой парой зеркал. Добавление непосредственно следующих друг за другом парных отражений как во вращающихся, так и неподвижных зеркалах не окажет никакого влияния на изменение величины угла отклонения выходящего луча от его первоначального положения (при исходном положении вращающихся зеркал).

Оборачивание изображений при помощи зеркал. Рассмотрим оборачивание изображения при одном отражении от зеркала (рис. 16). Предположим, что имеется предмет, состоящий из двух перпендикулярно расположенных стрелок, причем острие вертикальной стрелки (имеющей оперение) расположено вверху, а острие горизонтальной стрелки справа от наблюдателя<sup>1</sup>.

Рассматривая изображение этого предмета после отражения, мы видим, что вертикальная стрелка располагается по отношению к наблюдателю оперением вверх; горизонтальная же стрелка попрежнему расположена острием вправо от наблюдателя. Таким образом, если, обходя вершины предмета по часовой стрелке, мы имеем порядок цифр  $1, 2, 3$  и  $4$ , то обходя вершины изображения (после отражения) по часовой стрелке (начиная попрежнему с  $1$ ), получаем порядок  $1, 4, 3, 2$ . Такое изображение, наблюдаемое после одного отражения, называется *обернутым в одном направлении*, или *зеркальным* по отношению к предмету.

Если бы мы после первого зеркала поставили второе, то изображение после первого отражения могли бы рассмат-

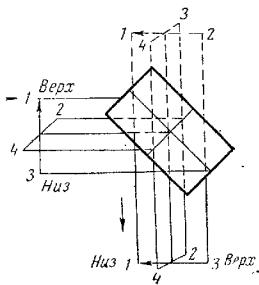


Рис. 16.

<sup>1</sup> Направление, визированное наблюдателем, всегда противоположно направлению света и не выходит из плоскости чертежа.

ривать, как предмет для второго зеркала; нетрудно видеть, что после второго отражения изображение снова сделалось бы незеркальным, так как порядок номеров вершин при обходе по часовой стрелке, вторично изменившись, стал бы снова тождественным предмету.

Распространяя сделанные выше рассуждения на какое угодно число отражений, приходим к следующему выводу: 1) при нечетном числе отражений изображение получается зеркальным по отношению к предмету; 2) при четном числе отражений изображение получается незеркальным.

## § 6. Призмы

Плоско-параллельная пластинка (рис. 17). Плоско-параллельную пластинку можно рассматривать как линзу, имеющую оба радиуса равными бесконечности. Полагая плоско-параллельную пластинку расположенной в воздухе ( $n = 1$ ), имеем:

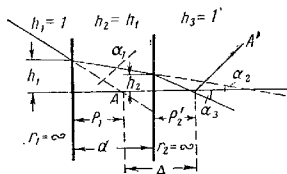


Рис. 17.

$$r_1 = \infty,$$

$$r_2 = \infty,$$

$$d_1 = d,$$

$$n_1 = 1,$$

$$n_2 = n,$$

$$n_3 = 1.$$

Обращаясь к формулам просчета нулевого луча через оптическую систему [§ 3, формулы (50) и (51)], находим

$$\alpha_2 = \frac{\alpha_1}{n}; \quad \alpha_3 = n\alpha_2 = \alpha_1; \quad h_2 = h_1 - \alpha_1 \frac{d}{n}, \quad (96)$$

помня, что

$$P_1 = \frac{h_1}{\alpha_1}, \quad P_2' = \frac{h_2}{\alpha_3} = \frac{h_2}{\alpha_1}. \quad (97)$$

Разделяя формулу (96) на  $\alpha_1$ , находим

$$P_2' = P_1 - \frac{d}{n}. \quad (98)$$

Определим смещение изображения  $AA' = \Delta$ , производимое плоско-параллельной пластинкой, или, как говорят, удлинение, вносимое плоско-параллельной пластинкой. Из рисунка имеем

$$\Delta = d + P_2' - P_1 = d - \frac{d}{n} = \left(1 - \frac{1}{n}\right) d. \quad (99)$$



Величину  $\frac{d}{n}$  называют оптической, или редуцированной к воздуху, длиной хода луча в призме.

Полное внутреннее отражение. Напишем выражение закона преломления Снеллиуса-Декарта [§ 3, формула (39)]:

$$n \sin \omega = n' \sin \omega'. \quad (100)$$

В случае, если  $n > n'$  (например преломление из стекла в воздух),  $\sin \omega'$  должен быть больше  $\sin \omega$ . Для того чтобы преломление могло иметь место, необходимо, чтобы  $\sin \omega'$  был менее или равен единице. Это возможно лишь при условии:

$$\sin \omega \leq \frac{n'}{n} < 1. \quad (101)$$

Вместе с тем, всегда возможны такие значения  $\omega$ , при которых (рис. 18)  $\sin \omega$  будет больше  $\frac{n'}{n}$ , так как  $\frac{n'}{n} < 1$ . Очевидно, что в этих случаях  $\sin \omega'$  будет больше единицы, что показывает на невозможность преломления. Это будет так называемое явление полного внутреннего отражения, происходящее по известным законам отражения (угол отражения равен углу падения); условиями, необходимыми для полного внутреннего отражения, являются

$$\sin \omega > \frac{n'}{n} \quad \text{и} \quad \frac{n'}{n} < 1. \quad (102)$$

Угол  $\omega_0$  (когда  $\sin \omega'_0 = 1$ ), разделяющий углы  $\omega$ , при которых происходит преломление, от углов  $\omega$ , при которых происходит полное внутреннее отражение, называется предельным углом полного внутреннего отражения. Для  $\omega_0$  находим

$$\omega_0 = \arcsin \frac{n'}{n}. \quad (103)$$

Для случая преломления из стекла ( $C = 14n = 1,5163$ ) в воздух имеем

$$\omega_0 = \arcsin \frac{1}{1,5163} = 41^\circ 20'.$$

Явление полного внутреннего отражения часто применяется в различных конструкциях призм и позволяет в некоторых случаях использовать одну и ту же грань призмы

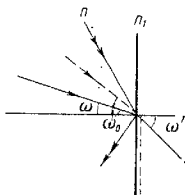


Рис. 18.

как преломляющую поверхность (когда пучки лучей образуют малые углы падения и преломления с нормалью) и как отражающую (когда при последующем падении пучков лучей последние образуют большие углы падения по отношению к нормали).

Развертывание призмы в плоско-параллельную пластинку (рис. 19). Предположим, что мы имеем отражательную призму  $ABC$  с отражательной гранью (гипотенузой)  $AC$ .  $N_1=N_2=N_3$ —ход некоторого отраженного луча.

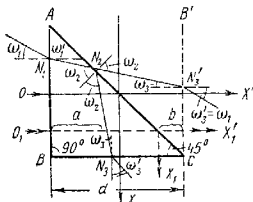


Рис. 19.

Построим около гипотенузы зеркальное отображение  $AB'C$  нашей призмы с ходом луча в ней после его отражения в точке  $N_2$  гипотенузы, а также в оси  $OX'$ , перпендикулярной входной грани призмы  $AB$ . Такое построение носит название графической развертки призмы. Из рисунка легко устанавливаем подобие треугольников  $AN_1N_2$ ,  $N_2N_3C$  и  $N_2N'_3C$  (на основании равенства углов падения, отражения и отображения  $\omega_2$  при точке  $N_2$ ). Отсюда вытекает: 1) угол  $\omega'_3$  после развертки равен углу  $\omega_3$  по выходе из призмы; 2) ход луча  $N_1N_2N_3$  в развертке обращается в прямую линию; 3) ось  $OX$  преобразуется в ось  $OX'$ , перпендикулярную  $AB$  и  $B'C$ , так как  $AB \parallel B'C$ ; 4) расстояние точки  $N'_3$  от оси  $OX'$  равно расстоянию точки  $N_3$  от оси  $OX$  (после призмы), так как  $N'_3C = N_3C$ . На основании этих четырех положений приходим к выводу, что наша отражательная призма  $ABC$  может быть заменена плоско-параллельной пластинкой  $ABCB'$ , исключая отражение на грани  $AC$ , но не изменяя взаимного расположения выходящих из призмы и плоско-параллельной пластинки лучей относительно выходящих осей. Аналогичным способом можно развертывать в плоско-параллельную пластинку отражательные призмы и с несколькими отражениями, разворачивая последовательно одно отражение за другим. Развертку призм можно получать и аналитическим путем, непосредственно определяя величины, характеризующие плоско-параллельную пластинку:  $n$  и  $d$ —коэффициент преломления стекла (обычно известный) и геометрическую длину хода луча (толщину плоско-параллельной пластинки). Для этого достаточно опре-

делить длину хода какого-либо луча, входящего в призму перпендикулярно входной грани. Так, например, в нашем случае длина хода луча  $O_1X_1$ , равная  $a+b$ , будет равна величине  $d$ , так как  $AB \parallel B'C$ , что и позволяет нам пользоваться для определения длины хода любым лучом, входящим перпендикулярно входной грани.

### Конструкции призм

1. Прямоугольная призма с двумя отражениями. На рис. 20  $ABC_1$  — развертка I отражения;  $C_1BA_2$  — развертка II отражения; длина хода  $d$  равняется  $2a$ . Аналитически длину хода можно определить хотя бы по лучу  $O'X'$ , входящему в призму на расстоянии  $h$  от вершины  $A$ . Длина хода будет равна

$$d = LN + NM + MQ = h + 2(a-h) + h = 2a. \quad (104)$$

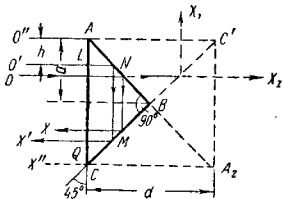


Рис. 20.

Однако длину хода можно получить и непосредственно, определяя ее по лучу  $O''X''$ , проходящему как раз через вершины  $AC$ ; тогда  $d = AC = 2a$ . Угол отклонения луча  $\epsilon = 180^\circ$

(выходящий луч всегда параллелен входящему и направлен обратно). Изображение незеркально. На гранях  $AB$  и  $BC$  происходит полное внутреннее отражение.

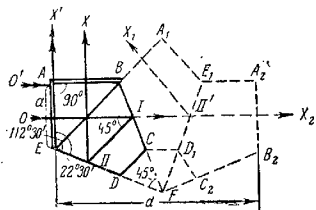


Рис. 21.

2. Пентапризма (рис. 21). Сама призма  $ABCDE$  показана на рисунке сплошными линиями; развертки I отражения  $BA_1E_1D_1C$

и II отражения  $E_1A_2B_2C_2D_1$  показаны пунктиром. Угол между отражающими гранями призмы  $BC$  и  $ED$   $45^\circ$ ; обе отражающие грани, так как на них не происходит полного внутреннего отражения, должны быть посеребрены.

Длину хода удобно определять по лучу  $O'X'$ , проходящему через вершины  $ABEA$ . Длина хода равняется

$$d = AB + BE + EA = a + a\sqrt{2} + a = a(2 + \sqrt{2}); \quad (105)$$

угол отклонения  $\varepsilon = 90^\circ$ ; изображение не зеркально. Пентапризму выгодно применять вместо простой прямоугольной призмы с одним отражением в тех случаях, когда необходимо обеспечить постоянство отклонения луча на  $90^\circ$ , так как она (как призма с четным числом отражений) нечувствительна к угловым деформациям в плоскости рисунка (отличие от простой прямоугольной призмы).

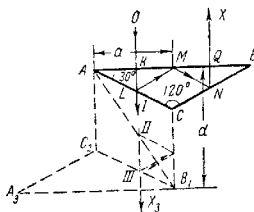


Рис. 22.

3. Призма с тремя отражателями (рис. 22). Призма  $ABC$  показана сплошными линиями; углы призмы показаны на рисунке.  $I$  — развертка  $ACB_1$ ,  $II$  —  $AB_1C_2$  и  $III$  —  $B_1C_2A_3$  показаны пунктиром. Грани  $AC$  и  $CB$  должны быть

посеребрены; на грани  $AB$  происходит полное внутреннее отражение. Это позволяет использовать, кроме того, грань  $AB$  как входную и выходную (преломляющую). Длина хода луча  $d$  может быть определена по лучу  $OX$ , идущему симметрично. Имеем

$$d = KL + LM + MN + NQ = \frac{a\sqrt{3}}{3} + \frac{a\sqrt{3}}{3} + \frac{a\sqrt{3}}{3} = a\sqrt{3}. \quad (106)$$

Призма эквивалентна по своим свойствам зеркалу и отличается лишь параллельным смещением луча на ширину пучка  $a$  (ширину входной грани).

4. Дах-призма (крышеобразная призма, рис. 23). Дах-призма отличается от обыкновенной прямоугольной призмы наличием двух отражающих граней  $ADEB$  и  $ACFB$ , образующих между собой двугранный угол в  $90^\circ$  (вместо гипотенузной плоскости), создающих оборачивание изображения и в горизонтальной плоскости, в силу чего изображение после дах-призмы оказывается перевернутым в двух направлениях, т. е. не зеркальным. Получение не зеркальности изображения не противоречит установленному ранее нами правилу, потому что каждый луч претерпевает два отражения в дах-призме (например, луч 4 имеет одно отражение на грани

$ADEB$  в точке  $I$  и в точке  $II'$  на грани  $ACFB$ ; луч 2 имеет соответственно отражения в точках  $I'$  и  $II$  на гранях  $ACFB$  и  $ADEB$ ). Дах-призма разворачивается аналогично простой прямоугольной призме вокруг ребра крыши  $AB$ , так как длина хода любого луча, входящего в призму перпендикулярно грани  $ACD$ , постоянна и равна, например, длине хода луча, отражающегося бесконечно близко от ребра крыши  $AB$ .

Доказательство постоянства хода луча дах-призмы, ввиду его сложности, нам придется опустить. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что в дах-призме часть лучей претерпевает отражение сперва на грани  $ADEB$  и затем на грани  $ACFB$ ;

другая же часть лучей, наоборот, отражается сперва от грани  $ACFB$  и уже затем от грани  $ADEB$ . Таким образом дах-призму можно рассматривать, как систему двух призм с двумя отражениями в каждой, разделяющих отражаемый пучок лучей на две части, каждая из которых претерпевает по два отражения, после которых обе части пучка снова объединяются в один выходящий из призмы пучок лучей. Для обеспечения точного совпадения обеих частей пучка после отражения необходимо точное соблюдение прямого угла между обеими гранями крыши.

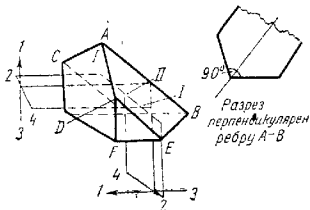


Рис. 23. Дах-призма.

**ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ****§ 7. Источники света**

Фотозапись колебаний в основном (исключая звукозапись) производится посредством экспонирования на фотопластинке (или пленке) изображения светящейся точки, движущегося соответственно записываемым колебаниям. Поэтому задачей оптической системы для фотозаписи колебаний является получение изображения источника света достаточно малых размеров и достаточной для экспонирования освещенности.

В большинстве случаев приходится иметь дело с изображением не самого источника света, а с изображением некоторой диафрагмы достаточно малых размеров (обычно выполняемой в форме либо круглого отверстия, либо в виде прямоугольной щели), освещенной каким-либо физическим источником света, обычно лампой накаливания того или иного типа.

Габариты световой трубки, ограничивающие световой поток, воспринимаемый оптической системой от источника света, почти всегда бывают весьма ограниченными вследствие необходимости удовлетворить тем или иным требованиям, предъявляемым к оптической системе (размеры зеркал, чувствительность и т. п.). Вследствие этого из всего количества световой энергии, излучаемой источником света, используется лишь весьма незначительная ее часть. Малость габаритов световой трубки обуславливает собой как малость телесных углов пучков света, воспринимаемых системой, так и малость размеров элемента площади источника света, энергия которого проходит через оптическую систему. В силу этого для целей фотозаписи является выгодным (с точки зрения рационального использования энергии, излучаемой источником света) иметь малые размеры светящегося тела.

Заметим, что в практике нередко имеет место случай, когда габариты световой трубки настолько малы, что даже при применении ламп с минимально осуществимыми размерами светящегося тела (нити) не удается использовать излучение от площади всего тела, и ограничиваются использованием лишь очень небольшой части этой площади.

Очевидно, что в этом случае (кстати сказать, весьма специфическом при наиболее тяжелых условиях фотозаписи) сила света всего источника не играет никакой роли; решающее значение тогда принимает яркость поверхности светящегося тела.

Наоборот, в случае, когда удастся использовать полностью всю площадь светящегося тела, яркость поверхности уже не имеет значения и решающим фактором становится сила света источника. Этот случай обычно имеет место при сравнительно легких условиях фотозаписи и по существу более или менее аналогичен обыкновенным осветительным системам (например, употребляемым в кинопроекции и т. п.).

Мощные лампы накаливания, обладающие большой силой света, как правило, обладают большими размерами светящегося тела, потому что увеличение мощности лампы, в основном, достигается за счет увеличения размеров нити. Увеличение яркости нити у мощных ламп возрастает в значительно меньшей степени. Так, например<sup>1</sup>, для маломощных вольфрамовых вакуумных ламп яркость нити равняется 135 стильб (международных свечей на квадратный сантиметр); для мощных же газополных ламп яркость достигает 540—630 стильб (*м. св/см*)<sup>2</sup>, т. е. возрастает в 4—5 раз, в то время как сила света возрастает более чем в 100 раз (от 1 до 100—150 *м. св*). Это обстоятельство не дает скольконибудь существенных преимуществ применения ламп большой мощности, тем более что целый ряд других факторов, присущих мощным лампам (как, например, большие тепловые излучения, габариты, неэкономичность и т. п.), играет отрицательную роль.

Вследствие указанных причин приборы для записи колебаний обычно обслуживаются сравнительно маломощными лампами, достаточно миниатюрными по своим габаритам.

Ниже будут приведены основные типы ламп, имеющие применение для фотозаписи колебаний, и главнейшие их характеристики.

Литературные источники (в том числе и общесоюзные стандарты) почти не содержат никаких указаний относительно яркости светящихся нитей ламп накаливания; однако, не делая большой погрешности, можно принять, что яркость нитей ламп мощностью от 5 до 25 W не превосходит (при

<sup>1</sup> Федоров, Е. В., Осветительные лампы, Производство и расчет, изд. Кубуч, Ленинград, 1934, стр. 48.

<sup>2</sup> В особо мощных лампах накаливания от 500 W (сила света от 800 *м. св* и выше) яркость нитей достигает величин порядка 1000—1700 стильб.

## Сводная таблица

## Основные световые и электрические характеристики и основные габариты различных маломощных ламп

№ по каталогу	Назначение лампы	Напряжение в V	Мощность в W	Сила света в свечах	Габариты лампы в мм			Тип цоколя	Размеры светящегося тела в мм	Срок службы в час.	№ рисунка	Примечание
					Диам. D	Длина L	Высота центр. H					
1	Лампы „Лилипут“ для карман. фонаря . . .	3,5	0,25	1,0	11	22	—	E-10	—	25	24	} Пустотные
		2,5	0,34	0,92	15	28	—	E-10	—	24	25	
1	Лампа для кинопередвижки . . . . .	12	30	42*	42	67	41	Сван-Миньон (S=15)	7×4 спираль в фоновой дужке	50	26	} Газополные каталог ВЭТ эл. № 5 1933
2												
1	—	45	3	17,5	33,5	19	—	27	} Каталог ВЭТ № 2, 1933; световые и электрические характеристики даны соответственно при 6,85 V и 13,5V			
2										Автомобильные и тракторные лампы	6-8	11,5
3	—	14,25	15	32	55	34	—	29				
4									—	18,9	21	32
6	—	4,5	3	17,5	33,5	19	—	100				
7									—	14,5	15	24,5
8	—	18,9	21	32	55	34	—	29				
1									Лампы для осциллографа . . . . .	6	5,7	0,95*
2	—	5	3,2*	19	42	23	—	—				
3									Лампы различного назначения . . . . .	6	10	8,3*
4	—	30	32*	42	73	56	E-14-3	3,5×2				
5									—	5	3,2*	11
6	—	6	10	6*	17	43	—	—				

\* Сила света вычислена по световому потоку.



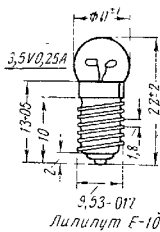


Рис. 24.

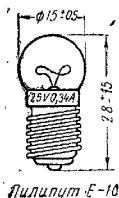


Рис. 25.

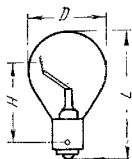


Рис. 26.]

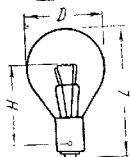


Рис. 27.

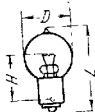


Рис. 28.

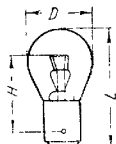


Рис. 29.

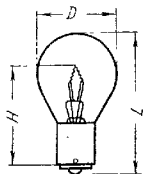


Рис. 30.

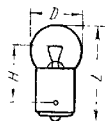


Рис. 31:

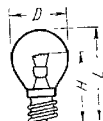


Рис. 32.

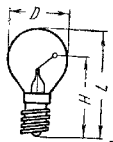


Рис. 33.



Рис. 34.

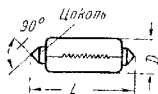


Рис. 35.

нормальном накале) 200 стильб; при мощности около 50 W - 450 стильб. Миниатюрные лампы для карманного фонаря обладают яркостью нити не выше 100—150 стильб.

Зависимость яркости от напряжения (перекал). В известных пределах повышение яркости, а также и силы света, может быть достигнуто за счет сокращения срока службы лампы посредством увеличения напряжения тока, питающего лампу. Е. В. Федоров (там же, стр. 166) приводит следующую формулу для определения зависимости светового потока от напряжения:

$$F = 1,48 \cdot 10^5 \cdot d^{2,8} l^{-2,6} V^{3,6}, \quad (107)$$

где  $F$  — световой поток;  $d$  и  $l$  — диаметр и длина нити;  $V$  — напряжение. Численный коэффициент определен для вольфрамовой нити; лампа пустотная. Из формулы (107)

явствует, что световой поток, получаемый лампой, пропорционален напряжению в степени 3,6; с другой стороны, мы видели, что световой поток (а также и сила света) прямо пропорционален яркости [§ 1, формулы (12) и (13)]. Е. В. Федоров приводит следующую формулу [там же, стр. 168, формула (17)], при помощи которой можно определить срок службы лампы в зависимости от напряжения

$$\frac{t_1}{t_2} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{14}, \quad (108)$$

где  $t_1$  и  $t_2$  — сроки службы лампы, соответствующие напряжениям  $V_1$  и  $V_2$ . Как мы видим из формулы (108), сокращение

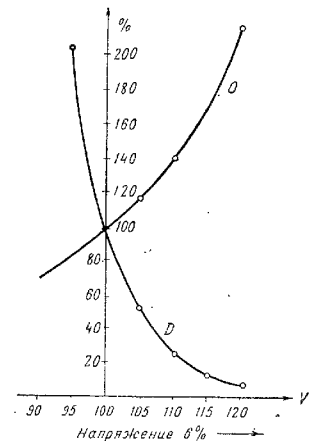


Рис. 36. Яркость, сила света и световой поток  $I$  и  $F$  и срок службы  $D$  в %.

срока службы лампы обратно пропорционально 14-й степени напряжения тока.

На рис. 36 наглядно представлены обе зависимости, выражаемые формулами (107) и (108). Из графика видно, что сравнительно небольшое (20-процентное) увеличение напряжения вызывает увеличение яркости и силы света почти на

100%, однако при этом происходит сокращение срока службы лампы более чем в 10 раз.

Выше мы указывали на большое значение габаритов самого светящегося тела (нити) лампы; заметим, что диаметр самой нити обычно не превосходит 0,05 мм, наружный же диаметр спирали не превышает 0,5—1,0 мм.

Следует еще сказать о положении ламп с повышенной световой отдачей (например киноламп). Ввиду того, что развиваемая ими высокая температура и теплоотдача могут повлечь вспучивание стекла и быстрое перегорание, нормальным положением для киноламп (рис. 26 и 27) является вертикальное, цоколем вверх; горизонтальное положение ламп недопустимо.

### § 8. Элементы сенситометрии

Образование фотографического изображения, как известно, построено на явлении потемнения слоя фотографической эмульсии в результате воздействия на этот слой некоторого количества световой энергии и последующей химической обработки (проявления) слоя. Потемнение слоя объясняется выделением металлического серебра, которое до известного предела возрастает при возрастании количества световой энергии, воздействовавшей на данный участок слоя. Величина, характеризующая потемнение слоя, носит название плотности; эта величина неразрывно связана с понятием прозрачности, к определению которого мы и перейдем.

Ранее (§ 4) нам уже приходилось сталкиваться с явлением поглощения света в стекле; расширяя явление поглощения на случай света, проходящего через какую угодно полупрозрачную среду, и составляя отношение светового потока  $F'$ , прошедшего через эту среду, к падавшему потоку  $F$ , мы тем самым и определяем коэффициент прозрачности (пропускания) среды  $T$ :

$$T = \frac{F'}{F}. \quad (109)$$

В случае равенства  $F' = F$  (потерь света в среде не происходит) прозрачность достигает максимального значения  $T = 1$ ; таким образом практически  $T$  всегда меньше единицы.

Величина  $O$ , обратная прозрачности, носит название коэффициента потемнения или непрозрачности; таким образом коэффициент потемнения определится из формулы:

$$O = \frac{1}{T} = \frac{F}{F'}. \quad (110)$$

Минимальное значение непрозрачности соответствует, очевидно, максимальному значению прозрачности; поэтому для минимального значения непрозрачности получаем  $O=1$ . Максимальное же значение непрозрачности, соответствующее выходящему световому потоку  $F=0$ , определится  $O=\infty$ . Величина десятичного логарифма непрозрачности  $O$  носит название оптической плотности  $D$ :

$$D = \lg_{10} O = \lg_{10} \frac{F}{F'} = -\lg_{10} T. \quad (111)$$

Величина оптической плотности может принимать значения от нуля до бесконечности.

Выбор плотности за характеристику потемнения эмульсии, кажущийся на первый взгляд искусственным, имеет, как это мы увидим в дальнейшем, глубокий физический смысл.

Количество световой энергии, воздействующее на единицу площади элементарного участка, будет, очевидно, равно произведению величины светового потока  $F$  на время воздействия  $t$ , разделенному на площадь освещаемого элементарного участка  $S$ , т. е.

$$H = \frac{F}{S} t = Et. \quad (112)$$

Эта величина носит название экспозиции или количества освещения; время  $t$  носит название времени экспозиции. Помня, что отношение светового потока к площади освещаемого элемента [§ 1 формула (5)] носит название освещенности, находим, что экспозиция выражается произведением из освещенности на время экспонирования.

За единицу количества освещения принимается „секундо-метр-свеча“, т. е. экспозиция, производимая источником света в одну международную свечу на расстояние 1 м в течение 1 сек.

Заметим, что количество металлического серебра, выделяющегося под действием экспозиции, для ряда фотографических эмульсий более или менее пропорционально самой экспозиции (при экспозициях, не выходящих по своей величине из некоторых пределов); величина непрозрачности также является пропорциональной количеству выделенного серебра; в силу этого в известных пределах имеет место соотношение

$$O = \frac{H}{H_i}. \quad (113)$$

логарифмируя (113), находим:

$$D = \lg O = \lg H - \lg H_i. \quad (114)$$

Переходя к графическому изображению зависимости плотности от экспозиции (рис. 37), мы получили (полагая, что прямолинейная зависимость имеет место для экспозиций от  $H_A$  до  $H_B$ ) на графике некоторый прямолинейный участок  $AB$ , называемый областью правильной передачи изображения, или прямолинейным участком характеристической (или сенситометрической) кривой. Для экспозиций, меньших  $H_A$ , имеет место криволинейный участок, называемый областью недодержки. Аналогично, для экспозиций, больших  $H_B$ , также имеет место криволинейный участок, имеющий наименование области передержек.

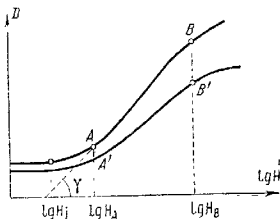


Рис. 37.

Перед областью недодержек характеристическая кривая идет параллельно оси. Величина плотности (не зависящей на этом участке от экспозиции) носит название  $v$  у а л и, которая имеет место даже и в том случае, если эмульсия и не подвергалась экспонированию. Возвращаясь к формуле (114), следует обратить внимание на то обстоятельство, что величины  $D$  и  $\lg H$  имеют различный физический смысл. Помимо экспозиции величина плотности зависит еще и от проявления. В силу этих соображений формулу (114) необходимо дополнить некоторым коэффициентом  $\gamma$  (так называемым фактором проявления или коэффициентом контрастности); таким образом зависимость плотности от экспозиции принимает (в прямолинейном участке) более общий вид:

$$D = \gamma \lg H - \gamma \lg H_i. \quad (115)$$

Величина  $\lg H_i$  определяет собой точку пересечения продолжения прямолинейного участка характеристической кривой с осью абсцисс и носит название точки инерции. Весьма замечательно то обстоятельство, что для целого ряда эмульсий точка инерции не зависит от проявления, или, иными словами, семейство характеристических кривых (например кривые  $AB$  и  $A'B'$ ) при различных  $\gamma$  (вследствие

проявления) для одной и той же эмульсии имеет общую точку пересечения продолжений всех прямолинейных участков, расположенную на оси абсцисс. Заметим, что определение светочувствительности эмульсий по системе Хертер-Дриффильда производится по экспозиции  $H_i$ , соответствующей этой общей точке инерции для данной эмульсии.

Таким образом для светочувствительности по Хертер-Дриффильду имеем

$$S = \frac{K}{H_i}, \quad (116)$$

где  $K$  — некоторый постоянный коэффициент, равный 34.

Из всего вышесказанного ясно, что выбор плотности для оценки потемнения эмульсии произведен далеко не случайно. Также весьма существенно, что плотности при сложении суммируются (например суммарная плотность двух слоев с плотностями  $D_1$  и  $D_2$  равна  $D = D_1 + D_2$ ), в то время как результирующая двух прозрачностей (или непрозрачностей) равна их произведению. Кроме того, одинаковая разность плотностей (при соответственном освещении), или, как говорят, контраст, производит одинаковое зрительное впечатление.

Ранее было сказано, что даже не экспонированная эмульсия обладает после проявления некоторой вуалью. Нормальной вуалью принято считать вуаль, плотность которой не превосходит величины 0,2; однако нередко вуаль может достигать величин порядка 0,3 и даже 0,4. В силу этого для получения хорошо ощутимого глазом зрительного впечатления от записываемого фотографического изображения светящейся точки необходимо обеспечить разность плотностей изображения и вуали не ниже 0,5. Таким образом мы приходим к выводу, что изображение светящейся точки должно обладать плотностью не ниже 0,8—1,0. Это обстоятельство всегда необходимо учитывать при расчете энергетического баланса фотозаписывающей оптики.

Примеры исследования пленок с различным составом эмульсий приводятся на рис. 38, 39, 40, 41 и 42<sup>1</sup> (см. вкл. в конце кн.).

<sup>1</sup> На чертежах представлены три сенситометрические кривые соответственно трем случаям проявления (приложения, черт. 38—42).

Основная шкала абсцисс дана в  $\lg H$  (в логарифмах экспозиций); дополнительная шкала в градусах Хертер-Дриффильда при коэффициенте 10.

Верхняя шкала абсцисс дана в экспозициях (метро-секундо-свечах); по оси ординат отложены плотности  $D$ .

Семейство прямых при точке 0 определяет коэффициенты контрастности при различном времени проявления, дополнительный график указывает изменение контрастности в зависимости от времени проявления; на оси абсцисс отложено время  $t$  проявлений.

Мы ограничились здесь рассмотрением определения светочувствительности лишь по методу Хертер-Дриффильда; однако указанная система обладает рядом существенных недостатков, которые в основном приводят к недостаточно точной практической интерпретации светочувствительности.

Помимо метода Хертер-Дриффильда существует еще несколько различных методов определения светочувствительности (например методы Эдер-Гехта, Джонса, Шейнера и др.); однако ввиду широкого распределения метода Хертер-Дриффильда мы опустим рассмотрение этих методов.

## § 9. Фотоэлементы

За последнее время фотоэлементы получили весьма широкое применение в самых разнообразных приборах и приспособлениях. Использование фотоэлементов связано с наличием некоторой оптической системы, являющейся как бы проводником световой энергии от какого-либо источника света. Расчет подобной оптической системы в общих чертах аналогичен расчету оптических систем для фотозаписи колебаний.

**Фотоэффект.** Возникновение электрического тока вследствие воздействия света носит название фотоэффекта.

Простейший опыт, подтверждающий существование фотоэффекта, был поставлен Столетовым в 1890 г. Этот опыт заключается в следующем (рис. 43). Свет от сильного источника света, богатого ультрафиолетовыми лучами, падает через сетку 2 на полированную цинковую пластинку 1, к которой присоединен отрицательный полюс батареи 4. Положительный полюс батареи соединен с сеткой 2; кроме того, в сеть включен чувствительный гальванометр 3. При отсутствии света тока в цепи нет; при освещении же пластинки гальванометр обнаруживает наличие слабого постоянного тока (фототока), направленного от сетки к пластинке.

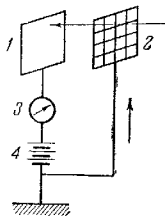


Рис. 43.

В верхней табличке дана сводка основных параметров эмульсии.

$S_i$  (34) чувствительность по  $HD$  при коэффициенте 34.

$S_i$  (34) без  $D_0$  — то же, но за вычетом плотности вуали.

$S_g$  — чувствительность по наименьшему градиенту 0,4.

$\gamma_{(t)}$  — контрастность при времени проявления  $t$ .

$D_{\max}$  — максимальная плотность.

$D_0$  — минимальная плотность.

Явление возникновения фототока объясняется следующим образом: свет, падающий на катод 1, вырывает из него отрицательно заряженные электроны, летящие к положительно заряженному аноду 2 и создающие в цепи электрический ток (направление тока принимается соответствующим движению положительных зарядов, в силу чего оно противоположно направлению движения электронов); электроны катода постоянно пополняются электронами, прибывающими из батареи. При отсутствии света вырывания электронов не происходит; этим объясняется прекращение тока при прекращении освещения катода. На этом принципе так называемого внешнего фотоэффекта построено большинство существующих фотоэлементов.

**Типы фотоэлементов.** Рассмотрим основные типы фотоэлементов с внешним фотоэффектом.

1. **Вакуумные фотоэлементы.** Помещение электродов в колбу с высоким вакуумом ( $10^{-6}$  -  $10^{-8}$  мм) практически исключает возможность столкновения электронов на пути от катода к аноду с молекулами остатков газа, откачанного из колбы.

В этом случае явление фотоэффекта происходит в чистом виде и не связано с вторичным явлением ионизации газа; это обстоятельство обеспечивает собой следующие характерные свойства вакуумных фотоэлементов:

- 1) пропорциональность между силой фототока и падающим на фотоэлемент световым потоком;
- 2) безинерционность;
- 3) большое постоянство чувствительности.

Основным недостатком вакуумных элементов является их сравнительно низкая чувствительность, не превосходящая нескольких десятков микроампер на люмен. Приведем данные чувствительности некоторых типов вакуумных фотоэлементов, разработанных в ВЭИ<sup>1</sup>.

**Чувствительность фотоэлементов**

Фотокатод	K—H (калий— водород)	K—S (калий— сера)	Na—S (натрий— сера)	Cs—CsO—Ag (цезий— окись цезия— серебро)
$\mu\text{A}/\text{лм}$	1	5—6	4—5	40—50

<sup>1</sup> Халфин, А. М., Фотоэлементы и их применение, Радиоиздат, Москва 1936, стр. 22.



Заметим, что своей полной чувствительности фотоэлементы достигают лишь при наличии соответственной разности потенциалов (напряжения) на электродах.

2. Газонаполненные фотоэлементы. Техническое применение фотоэлементов, как известно, требует значительного усиления фототоков. Последнее достигается усилением фототока еще внутри самого фотоэлемента. Оно основано на ионизации газа, находящегося в колбе фотоэлемента. Этот способ осуществляется введением в уже откачанный баллон фотоэлемента одного из благородных газов (неона или аргона) при очень небольшом давлении, не превосходящем 0,001—0,01 мм рт. ст. В таком фотоэлементе электроны, вырванные светом из фотокатода и обладающие большим запасом кинетической энергии (скорость электронов уже при напряжении в десятки вольт достигает нескольких тысяч километров в секунду), при столкновении с молекулами газа на своем пути к аноду ионизируют их, т. е. выбивают из молекул электроны. Эти вторичные электроны точно так же летят к аноду и, разогнавшись, в свою очередь ионизируют другие молекулы газа, встречающиеся на пути. Ионы, заряженные положительно, устремляются к катоду и, обрушиваясь на него, вновь вырывают из его поверхности электроны. Однако последние уже не являются фотоэлектронами, потому что их вылет не вызван воздействием света. В силу этих вторичных процессов количество электронов, как падающих на анод, так и отдаваемых катодом, возрастает в несколько раз; во столько же раз усиливается и фототок.

Заметим, что процесс умножения числа электронов не увеличивается беспредельно. Для определенного светового потока очень быстро наступает момент, когда количество возникающих в единицу времени ионов делается равным количеству исчезающих ионов; при этом останавливается и усиление фототока.

Описанное усиление фототока в некоторых газонаполненных фотоэлементах достигает 20—25 раз. Существуют газонаполненные фотоэлементы, чувствительность которых доходит до 250  $\mu\text{A}/\text{лм}$  и выше; однако подобное усиление связано с нарушением пропорциональности фототока падающему на фотоэлемент световому потоку и с наличием большой инерции, ощутимой уже при 1000 периодов изменения светового потока в секунду.

Заметим, что при увеличении напряжения свыше нормального в газонаполненных фотоэлементах возможно возникновение самостоятельного (тлеющего) разряда, который уже перестает управляться световым потоком и может при-

вести (вследствие резкого увеличения тока) к разрушению фотокатода.

Заметим, что существуют еще и другие принципы усиления фототока в самом фотоэлементе. Одним из таких принципов является принцип так называемой вторичной эмиссии. Фотоэлементы Кубецкого и Фарнsworthа, основанные на этом принципе, обладают усилением в несколько десятков тысяч раз; так, например, в результате работ Кубецкого были получены фотоэлементы, обладавшие чувствительностью до 2 А/лм. Фотоэлементы с вторичной эмиссией сохраняют все свойства вакуумных фотоэлементов: безинерционность, малоутомляемость, и характеристика ток—свет остается прямолинейной. Их недостатком является необходимость высокого напряжения на аноде.

Вентильные фотоэлементы (с запирающим слоем).  
Существование вентильных фотоэлементов было открыто при

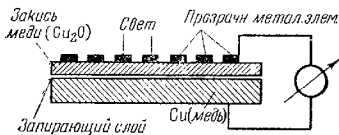


Рис. 44.

исследовании твердых детекторов, обладающих проводимостью тока в одном направлении. Эти фотоэлементы сами создают напряжение и дают фототок без какого-либо постороннего источника энергии, в отличие

от фотоэлементов, основанных на внешнем фотоэффекте и требующих специальной батареи, создающей разность потенциалов на электродах фотоэлемента.

Не останавливаясь на разборе действия вентильных фотоэлементов, мы ограничимся рассмотрением устройства меднозакисного фотоэлемента Ланге (рис. 44). Рассматриваемый фотоэлемент состоит из медной пластинки, покрытой с одной стороны тонким слоем окиси меди. Слой окиси меди в свою очередь покрывают тонким полупрозрачным слоем какого-либо металла, обычно золота, серебра или платины. Этот тонкий металлический слой является вторым электродом нашего фотоэлемента. Опыт показывает, что при освещении такого фотоэлемента со стороны слоя окиси меди между обоими электродами возникает некоторая разность потенциалов. Приключая к электродам чувствительный гальванометр с небольшим сопротивлением, можно обнаружить фототок, вызванный воздействием падающего на фотоэлемент света.

Помимо меднозакисных вентильных фотоэлементов имеют широкое распространение селеновые фотоэлементы с запирающим слоем. Они состоят из железной пластинки, покрытой слоем селена. Поверх слоя наносится тонкий полупрозрачный слой золота.

Интегральная чувствительность вентильных фотоэлементов весьма высока; так, например, для селеновых фотоэлементов она достигает 300—500  $\mu\text{А/лм}$ . Кроме того, вентильные фотоэлементы более чувствительны к инфракрасным лучам, вплоть до длины волны в 1,2  $\mu$ , в то время как вакуумные и газонаполненные фотоэлементы в лучшем случае (сложный цезиевый катод) чувствительны лишь до  $\lambda = 1,0 \mu$ .

Характеристика фототок—свет для вентильных фотоэлементов прямолинейна; однако при известном нагреве (в особенности для меднозакисных фотоэлементов) она может значительно парусаться.

Заметим, что вентильные фотоэлементы обладают инерционностью.

Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом (фотосопротивления). Эти фотоэлементы основаны на свойстве некоторых веществ (например, селен) уменьшать свое сопротивление под действием падающего на них света. Явление это открыто в 1873 г. Смитом и Мэй.

Никаких электродвижущих сил в этих фотоэлементах не возникает, в силу этого фотосопротивления всегда включаются последовательно с батареей. Точно так же фотосопротивления не обладают полярностью; их проводимость в обоих направлениях одинакова.

Изменения силы тока, протекающего через такие фотоэлементы, не пропорциональны изменениям светового потока. Чувствительность селеновых фотосопротивлений может быть оценена (для светового потока в 0,4—0,5 лм) в 200—250  $\mu\text{А/лм}$ .

Заметим, что инерция этих фотоэлементов весьма велика; ток, протекающий через такой фотоэлемент, достигает своего максимального значения лишь спустя несколько минут с момента начала освещения (равно как и уменьшение тока после прекращения освещения).

Кроме селена, внутренний фотоэффект был открыт и в других веществах. В настоящее время начинают применять таллофидные фотоэлементы, более чувствительные и менее инерционные, чем селеновые.

## ОБЩИЙ РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

### § 10. Задача записи колебаний. Определение чувствительности прибора. Оптический рычаг

Задача оптической записи колебаний может быть разделена на следующие два процесса:

- 1) модулирование светового потока и
- 2) фотографическая запись световых модуляций.

Модулирование светового потока может производиться следующими тремя способами:

- а) изменение яркости светового потока,
- б) изменение величины светового потока,
- в) изменение направлению светового потока.

Фотографическая запись колебаний может производиться двояко: а) за счет изменения плотности фотографического изображения (этот метод применяется при записи модуляций яркости или величины светового потока); б) за счет изменения положения изображения светящейся точки на фотопластинке (этот метод применяется при модуляции направления светового потока).

Отношение величины изменения плотности к величине модуляций яркости или положения изображения точки к направлению светового потока условимся называть чувствительностью прибора.

Чувствительность прибора зависит от ряда различных факторов. Одним из них является частота записываемых колебаний, определяющая собой в значительной степени величину времени экспонирования изображения на фотоэмульсии. Другим фактором, также имеющим весьма существенное значение, является яркость источника света. К числу прочих факторов, влияющих на чувствительность фотозаписывающего прибора, можно отнести чувствительность фотоэмульсии, габариты оптической системы, прозрачность оптики и, наконец, конструктивную схему оптической системы.

Чувствительность фотозаписи посредством изменения плотности изображения почти целиком определяется частотой колебаний и энергетическим балансом оптической системы.

Ввиду этого мы затронем данный вопрос при рассмотрении расчета энергетического баланса (заметим, что этот метод имеет хотя широкое, но чисто специфическое применение в оптической звукозаписи<sup>1</sup>).

Поэтому мы непосредственно перейдем к рассмотрению чувствительности при изменении направления самого светового потока.

Схематическое устройство оптической системы в данном случае представлено на рис. 45.

$A$ —источник света;  $B$ —модулятор (качающееся зеркало);  $C$ —оптическая система;  $\beta$ —угол отклонения светового пучка модулятором;  $A_1$ —соответствующее углу  $\beta$  мнимое изображение источника света после модулятора;  $A'$ ,  $A'_1$  и  $B'$ —соответственные изображения после оптической системы, источника света и самого модулятора;  $F$  и  $F'$ —передний и задний фокусы оптической системы;  $l$ —радиус отверстия модулятора;  $\alpha$  и  $\alpha'$ —входная и выходная апертура.

По принятому нами определению чувствительность  $N$  можно представить следующим выражением:

$$N = \frac{Y'}{\beta}. \quad (117)$$

Из рисунка следует:

$$Y = \xi \beta = (X_b - X_a) \beta. \quad (118)$$

На основании формулы для линейного увеличения находим

$$Y' = V_a Y = V_a (X_b - X_a) \beta, \quad (119)$$

откуда чувствительность  $N$

$$N = \frac{Y'}{\beta} = V_a (X_b - X_a), \quad (120)$$

или

$$N = -\frac{f}{X_a} (X_b - X_a) = -f \left( \frac{X_b}{X_a} - 1 \right). \quad (121)$$

Величина  $f$  постоянна; поэтому для повышения чувствительности выгодно увеличивать  $X_b$ , де-

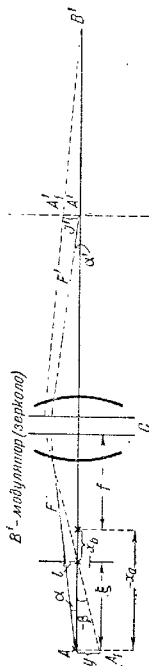


Рис. 45.

<sup>1</sup> См., например, Бургов, Оптическая запись звука.

лая его положительным ( $X_a$  всегда отрицательно). Практически величину  $X_b$  трудно получить большей, нежели  $-f$ ; поэтому для наибольшего  $N=N_1$  находим

$$N_1 = -f \left( \frac{-f}{X_a} - 1 \right) = -f(V_a - 1). \quad (122)$$

Таким образом увеличение чувствительности может быть достигнуто за счет возрастания  $V_a$ .

Перейдем к рассмотрению апертур.

Из рисунка имеем

$$-\alpha = \frac{l}{\xi} = \frac{b}{X_b - X_a}. \quad (123)$$

Применяя формулу (120), находим:

$$N = -V_a \frac{l}{a}. \quad (124)$$

С другой стороны, выходная апертура определяется формулой (28) из § 2:

$$\alpha' = W_a \alpha = -\frac{f_a}{f' V_a}, \quad (125)$$

и, таким образом,

$$N = \frac{f l}{f' a'}. \quad (126)$$

Так как система находится в воздухе, отношение  $\frac{f}{f'} = -1$ ; поэтому получаем:

$$N = -\frac{l}{a'}. \quad (127)$$

ными словами, чувствительность определяется отношением радиуса отверстия модулятора к выходной апертуре.

Аналогичный результат получается и в том случае, когда модулятор помещается позади оптической системы (рис. 46).

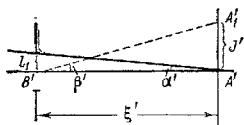


Рис. 46.

В этом случае чувствительность  $N$  определяется отношением величины  $Y'$  к углу  $\beta'$ , т. е.

$$N = \frac{Y'}{\beta'}. \quad (128)$$

Из рисунка следует

$$\alpha' = \frac{l'}{\xi'} \text{ и } -\beta' = \frac{Y'}{\xi'}. \quad (129)$$

На основании формулы (129) находим

$$N = -\xi' = -\frac{l'}{\alpha'}, \quad (130)$$

что равносильно формуле (127), так как величина  $l'$  по-прежнему является радиусом отверстия модулятора.

Величина выходной апертуры, как это мы видели ранее [§ 4, (64) и (67)], определяет собой (в системе, симметричной вокруг оси) светосилу системы. Поэтому, задавшись минимально допустимой светосилой, а следовательно, и выходной апертурой, мы, зная величину отверстия модулятора, можем определить чувствительность прибора, независимо от положения модулятора, фокусного расстояния и увеличения.

Перейдем к рассмотрению габаритов оптической системы. Обращаясь к случаю, когда модулятор располагается позади системы, мы, на основании формулы (130), видим, что при заданных величинах  $l'$  и  $\alpha'$  расстояние от оптической системы должно быть не менее величины  $\xi'$ . Это обстоятельство указывает нам на необходимость наличия достаточных габаритов прибора или наличия достаточно большого так называемого „оптического рычага“ — расстояния от системы до изображения. В случае, когда модулятор располагается впереди оптической системы, нами было получено выражение для чувствительности  $N$  [формула (120)].

В случае, если чувствительность постоянна и полагая постоянным увеличение  $V_a$ , легко находим, что и величина  $X_b - X_a$  также окажется постоянной, т. е.

$$X_b - X_a = \xi = \text{const} = \frac{N}{V_a}. \quad (131)$$

Это означает, что расстояние между источником и модулятором света постоянно и не зависит от фокусной длины системы  $f'$ . Пренебрегая расстоянием между главными плоскостями, мы можем написать выражение для длины  $L$  всей системы. Имеем

$$L = -X_a - f + f' + X'_a, \quad (132)$$

или, основываясь на формуле линейного увеличения [§ 2, формула (19)],

$$L = \frac{f}{V_a} - f + f' - f'V_a, \quad (133)$$

что в случае, если система находится в воздухе, дает нам

$$L = \left(2 - V_a - \frac{1}{V_a}\right)f'. \quad (134)$$

Из формулы (134) видно, что при  $V_a = \text{const}$  наименьшее значение  $L$  может быть достигнуто при наименьшем возможном значении  $f'$ ; наименьшее же значение фокусного расстояния определится из условия легкой технической осуществимости,

т. е. из условия:

$$(-f - X_a) \geq (X_b - X_a), \quad (135)$$

или

$$-f = f' \geq X_b, \quad (136)$$

предусматривающего, что модулятор находится впереди или совпадает с передней главной плоскостью системы, о чем мы уже указывали выше.

Рассматривая наивыгоднейший случай, мы приходим вновь к формуле (122). Попробуем теперь определить расстояние от системы до плоскости изображения. Раскрывая скобки в формуле (122), находим

$$N = f' V_a - f' = -X'_a - f' = -\frac{l}{\alpha'}, \quad (137)$$

выражение, аналогичное по существу (130), так как величина  $X'_a + f'$  представляет собой наименьшее осуществимое расстояние от системы до плоскости изображения, равное по своей величине наименьшему расстоянию от системы до плоскости изображения при модуляторе, расположенном позади системы. Заметим, что в обоих случаях выгодно совмещать модулятор с самой системой (с ее главными плоскостями); величина же расстояния от источника света до системы в обоих случаях совершенно произвольна.

Резюмируя все вышесказанное, мы можем записать

$$\frac{Y'}{\xi} = N = -\xi' = \frac{l}{\alpha'}. \quad (138)$$

Отношение величины  $Y'$  смещения изображения точки к углу поворота  $\beta$  светового потока равно чувствительности  $N$ , или величине оптического рычага  $\xi'$ , или отношению радиуса отверстия  $l$  модулятора к выходной апертуре  $\alpha'$ .

Это резюме справедливо для центрированной вокруг оси системы.

Рассмотрим в качестве примера следующий случай.

Осуществить запись угловых колебаний, позволяющую легко ощутить и измерить отклонения порядка до  $20''$ ; максимальный диаметр отверстия модулятора  $4 \text{ мм}$ ; прибор должен быть осуществлен без каких-либо особых конструктивных приемов.

По условию имеем:  $\beta = 20'' = 0,0001$ ;  $l = 2 \text{ мм}$ . Легко измеряемая запись будет иметь место еще при значениях  $Y'$  порядка  $0,3 - 0,5 \text{ мм}$ .

Находим чувствительность или оптический рычаг  $N = -\xi' = \frac{Y'}{\beta} = \frac{0,5 \text{ мм}}{0,0001} = 5000 \text{ мм} = 5 \text{ м}$ .



Выходная апертура  $\alpha'$

$$\alpha' = \frac{l}{N} = \frac{2}{5000} = 0,0004 \text{ или } 1'20''.$$

Полученные величины таковы, что прибор едва ли может быть реально осуществлен как в отношении своих габаритов, так и, в частности, в отношении подбора соответствующей эмульсии и источника света; однако применение модулятора, создающего 4-кратное увеличение угла отклонения, создает нам

$$N_1 = \frac{N}{4} = \frac{2}{4} = \frac{0,5 \text{ мм}}{0,0004} = 1250 \text{ мм}$$

и

$$\alpha' = \frac{2}{1250} = 0,0016 \approx 5'20''.$$

Более детально на приемах повышения чувствительности и светосилы мы остановимся в следующей главе.

### § 11. Определенне времени экспонирования

Предположим, что колебания светового пучка, создаваемые модулятором, удовлетворяют гармоническому колебательному движению. В этом случае движение изображения светящейся точки будет также гармоническим колебательным движением. Полагая наибольшее значение амплитуды, при котором еще производится запись, равным  $Y'_0$ , мы можем записать закон движения изображения светящейся точки в следующем виде:

$$Y' = Y'_0 \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right), \quad (139)$$

где  $Y'$ —расстояние изображения точки от оси системы (начального положения);  $t$ —время;  $T$ —период колебания.

Начальную фазу полагаем равной нулю.

Дифференцируя (139) по  $t$ , находим скорость  $v$  движения нашего изображения; получаем

$$v = \frac{dY'}{dt} = Y'_0 \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right). \quad (140)$$

Максимальное значение скорости  $v$  будет иметь место при значениях  $t$ , кратных  $\frac{T}{2\pi}$ ; при этом для  $v_{\max}$  будем иметь

$$v_{\max} = Y'_0 \frac{2\pi}{T} = \omega Y'_0, \quad (141)$$

где  $\omega$ —частота записываемых колебаний.

Полагая диаметр светового пятна, движущегося по фотоэмульсии, равным  $2\sigma'$ , уже нетрудно вычислить время  $\tau$ , за которое это пятно переместится на величину своего диаметра; находим

$$\tau = \frac{2\sigma'}{v} = \frac{2\sigma'}{Y'_0 \omega \cos \omega t}; \quad (142)$$

минимальное значение  $\tau_{\min}$ , определяющее собой минимальное время экспонирования, будет соответствовать, очевидно, максимальному значению скорости  $v_{\max}$ :

$$\tau_{\min} = \frac{2\sigma'}{v_{\max}} = \frac{2\sigma'}{\omega Y'_0}. \quad (143)$$

Таким образом время экспонирования пропорционально диаметру светового пятна и обратно пропорционально частоте колебаний и величине амплитуды.

Одновременно с движением светового пятна под действием колебаний происходит перемещение самой фотопластины (или фотопленки), необходимое для подведения под запись все новых и новых участков фотопластины. В случае, если это перемещение имеет скорость  $v_1$ , то скорость перемещения светового пятна относительно эмульсии  $\bar{v}$  будет равна геометрической сумме обеих скоростей, направленных друг к другу под прямым углом.

Поэтому будет иметь место

$$\bar{v} = \sqrt{v^2 + v_1^2}. \quad (144)$$

Соответственно этому получим для минимального времени экспонирования  $\bar{\tau}_{\min}$  при движущейся фотопластинке:

$$\bar{\tau}_{\min} = \frac{2\sigma'}{\sqrt{\omega^2 Y_0'^2 + v_1^2}}. \quad (145)$$

Заметим, что при больших частотах и большей амплитуде значение скорости перемещения  $v_1$  фотопластины делается настолько малым, что при практических подсчетах влиянием этой скорости можно пренебрегать и пользоваться более простой формулой (143).

В случае фотозаписи колебаний методом изменения плотностей время экспонирования определяется лишь шириной изображения оптической щели  $2\sigma'$  и скоростью  $v_1$  движения фильма; последняя обычно принимает весьма большие значения. Таким образом время экспонирования определится

$$\tau = \frac{2\sigma'}{v_1}. \quad (146)$$

Отношение ширины щели к скорости движения фильма, определяющее собой время экспонирования, определяется в свою очередь максимальным значением записываемой частоты; однако требования, предъявляемые к качеству записи по этому методу, являются весьма специфичными, в силу чего мы не будем останавливаться на разборе этого вопроса. Отсылаем интересующихся к специальной литературе<sup>1</sup>, рассматривающей затронутый вопрос в связи с конкретным его практическим применением при звукозаписи.

## § 12. Общий расчет энергетического баланса

Одним из требований, предъявляемых к фотозаписывающей оптической системе, является обеспечение получения наименьшей необходимой плотности  $D_0$  фотоизображения светящейся точки при минимальном времени экспонирования  $\tau_{\min}$ . Это требование сводится (в случае, если мы заранее обуславливаем выбор фотоэмульсии, время экспонирования и допустимую плотность) к необходимости обеспечения некоторой минимально допустимой величины освещенности  $E$  записываемого фотоизображения, или, в случае, если выбор источника света также обусловлен теми или иными соображениями, к обеспечению светосилы фотозаписывающей оптической системы.

Для светосилы нами ранее [гл. I, § 4, формулы (67) и (65)] уже были получены следующие выражения:

$$L = \frac{E}{B} = \pi K \alpha'^2 \quad (147)$$

для кругового выходящего апертурного пучка;

$$L = 4K \alpha'_s \alpha'_i \quad (148)$$

для пирамидального выходящего апертурного пучка (выходной зрачок имеет прямоугольную форму);

$$L = \pi K \alpha'_s \alpha'_i \quad (149)$$

при эллипсоидальном выходном апертурном пучке (эллипсоидальном выходном зрачке).

Для освещенности  $E$  находим

$$E = \pi K B \alpha'^2 \quad (150)$$

<sup>1</sup> Бургов, В. А., Оптическая запись звука, Гос. изд. „Искусство“, 1937.

для кругового зрачка. Для прямоугольного и эллиптического зрачка аналогичные формулы могут быть получены из формул (148) и (149).

Переходя к количествам освещения или экспозициям, мы на основании формулы (112) (§ 8 предшествующей главы) можем записать

$$H = E \tau = \pi K B \alpha'^2 \tau, \quad (151)$$

где  $\tau$  — время экспонирования. Для записи при движущемся изображении величина минимального времени экспонирования определялась уже ранее формулой (143); поэтому мы для  $H_{\min}$  находим

$$H_{\min} = E \tau_{\min} = \pi K B \alpha'^2 \frac{2\sigma'}{\omega Y'_0}. \quad (152)$$

Логарифмируя полученное нами выражение и пользуясь формулой (115), мы могли бы получить еще более общую формулу, которая непосредственно выражала бы плотность как сложную функцию всех прочих параметров. Она представляется в следующем виде:

$$D = \gamma \lg \left[ \pi K B \alpha'^2 \frac{2\sigma'}{\omega Y'_0} \right] - \gamma \lg H_t, \quad (153)$$

или, пользуясь определением чувствительности по Хертер-Дриффильду [формула (116)], имеем:

$$D = \gamma \lg \left[ 34 \pi K B \alpha'^2 \frac{2\sigma'}{\omega Y'_0} S \right]. \quad (154)$$

Одно пользование подобной формулой ввиду ее сложности едва ли может быть практически целесообразным. Кроме того, эта формула совершенно не учитывает могущих иметь место отступлений от прямолинейности характеристической кривой в области недодержки. Имея в виду, с другой стороны, большее или меньшее постоянство наименьшего допустимого значения величины получаемой плотности (порядка 0,5—0,8), значительно более удобными представляются путь предварительного определения наименьшей допустимой экспозиции  $H_{\min}$  для выбранной эмульсии (например по характеристической кривой) и пользование формулой (152).

В случае заданных величин наименьшей экспозиции  $H_{\min}$ , коэффициента прозрачности  $K$ , яркости источника  $B$ , размера светового пятна  $2\sigma'$ , частоты колебаний  $\omega$  и размаха  $Y'_0$  колебаний изображения светового пятна автоматически определяется квадрат выходной апертуры  $(\alpha')^2$  [или произведение апертур  $\alpha_s \alpha'_t$  соответственно (148) и (149)]. Полагая за-

данной также и величину радиуса светового окна модулятора  $l$ , мы, на основании формулы (127) (§ 10), определяем чувствительность  $N$ :

$$N = \frac{l}{\alpha'} = \frac{Y'}{\beta}. \quad (155)$$

Рассмотрим следующий численный пример расчета светового баланса.

Запись производится на позитивной киноплёнке „эмульсия № 352“ (рис. 38). Чувствительность плёнки  $12^\circ HD$ . Наименьшая допустимая плотность изображения  $D=0,5$ . Из сенситограммы находим, что при 8-минутном проявлении плотность 0,5 может быть получена при логарифме экспозиции, равном 0,7, что соответствует величине самой экспозиции  $H_{\min}$

$$H_{\min} = 5 \text{ св. сек./м}^2.$$

Ширина записи  $2Y'_0$  ограничивается шириной киноплёнки, равной 24 мм; поэтому выбираем

$$2Y'_0 = 20 \text{ мм.}$$

Число записываемых колебаний в секунду примем равным 25; тогда частота  $\omega$  определится

$$\omega = 2\pi \cdot 25 \cdot \frac{1}{\text{сек}}.$$

Яркость нити лампы (лампа от 5 до 25 W) принимаем равной 200 стильб:

$$E_{\text{ж}} = 200 \text{ св./см}^2.$$

Диаметр  $2\sigma'$  светового пятна принимаем равным 0,4 мм, коэффициент прозрачности  $K=0,8$ , радиус  $l$  отверстия модулятора 2,5 мм.

Подставляя все вышеперечисленные величины в формулу (152), находим

$$5 \text{ св. сек./м}^2 = \pi \cdot 0,8 \cdot \frac{200 \text{ св.}}{\text{см}^2} \cdot (\alpha')^2 \frac{0,4 \text{ мм сек}}{10 \text{ мм} \cdot 2\pi \cdot 25}.$$

Определяем  $\alpha'^2$  и  $\alpha'$ :

$$(\alpha')^2 = \frac{1}{256}; \quad \alpha' = \frac{1}{16} = 0,0625;$$

чувствительность (оптический рычаг) определится:

$$N = \frac{l}{\alpha'} = 2,5 \cdot 16 = 40.$$

Проделанные нами расчеты показывают, что поставленные перед системой условия (более или менее нормальные)

приводят к очень низкой чувствительности прибора. Общее повышение чувствительности без внесения каких-либо коренных конструктивных изменений системы возможно лишь за счет применения более высокочувствительных эмульсий (так при эмульсии негативной в  $240^\circ HD$  чувствительность может быть поднята приблизительно в 4,5 раза, т. е. до  $N=180$ ) и в значительно меньшей степени—за счет повышения яркости источника света (приблизительно в 2,5 раза), увеличения размеров светового пятна, за счет снижения величины наименьшего значения плотности (неполная запись). Однако все эти мероприятия сравнительно немного повышают общую чувствительность по отношению к методу применения цилиндрической оптики, позволяющей повышать чувствительность в десятки раз. Большое значение имеют также оптические модуляторы с многократными отражениями. Разбор этих конструкций будет произведен нами в следующем параграфе.

Для записи колебаний посредством изменения плотностей одним из первых требований будет требование достаточно полного использования широты эмульсии (ее прямолинейного участка). Поэтому при определении наименьшей экспозиции  $H_{\min}$  при полном открытии модулятора необходимо базироваться не на наименьшую допустимую плотность  $D$  порядка 0,5, а на получение плотности порядка 1,5–2,5 (сообразуясь с сенситометрическими характеристиками выбранной фотоэмульсии). Формула (151) остается справедливой и для этого случая записи; однако в формуле (152) необходимо время экспонирования  $\tau_{\min}$  вводить, исходя уже из формулы (146). Таким образом будем иметь

$$H_{\min} = E \tau_{\min} = \pi K B z' z \frac{2\sigma'}{v_1}. \quad (156)$$

## ОСНОВНЫЕ КОНСТРУКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

### § 13. Приемы искусственного повышения светосилы

Применение цилиндрических линз. В предыдущей главе нами уже было установлено, что светосила, вообще говоря, определяется величиной произведения выходных апертур в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (сагиттальной и меридиональной), являющихся двумя плоскостями симметрии системы.

Запись колебаний обычно производится (за очень редкими исключениями) лишь в одном каком-либо направлении (например в направлении меридиональной плоскости, соответствующей плоскости рисунка). В силу этого заданная чувствительность (оптический рычаг) определяет собой, вообще говоря, лишь выходную апертуру в этой выбранной нами плоскости; выходная же апертура в другой (перпендикулярной) плоскости чувствительностью не обуславливается.

В силу этого обстоятельства выходной апертуре в этой перпендикулярной плоскости можно (конечно, в известных пределах) задавать произвольные значения; вполне естественно по возможности стремиться к увеличению этой апертуры, так как оно соответственно [на основании формул (148) и (149)] увеличивает светосилу оптической системы.

Подобное увеличение апертуры в плоскости, перпендикулярной плоскости колебаний, возможно осуществить двумя способами:

1) соответственным увеличением в том же направлении светового отверстия модулятора, без изменения самой оптической системы;

2) соответственным изменением самой оптической системы в плоскости, перпендикулярной плоскости колебаний, без изменения площади светового отверстия модулятора.

Первый способ по существу почти не отличается от увеличения отверстия модулятора (имеются лишь некоторые выгоды в части уменьшения момента инерции колеблюще-

гося зеркала), которое, вообще говоря, обусловлено свойствами самой колеблющейся системы; поэтому первый способ не представляет большого интереса.

Наоборот, второй способ увеличения апертуры имеет очень большое практическое значение; поэтому мы на нем остановимся более подробно.

Изменение оптической системы в направлении какой-либо одной плоскости, не нарушая свойств системы в перпендикулярной плоскости, возможно лишь<sup>1</sup> при условии применения линз, обладающих поверхностями двойкой кривизны (т. е. поверхностями, обладающими кривизной в одной и той же точке, в зависимости от направления плоскости, в которой рассматривается кривизна). Простейшей поверхностью, обладающей таким свойством, является цилиндрическая. Линзы, образованные цилиндрическими поверхностями с осями поверхностей, параллельными друг другу, носят название цилиндрических (рис. 47).

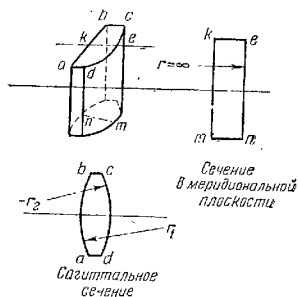


Рис 47.

Подобные линзы представляют собой в одном из сечений (в плоскости, в которой лежат оси обеих цилиндрических поверхностей) плоско-параллельную пластинку; в сечении же, перпендикулярном первому (перпендикулярно оси цилиндров), образуется линза с некоторыми радиусами меридиональной кривизны  $r_1$  и  $r_2$ . Заметим, что изготовление цилиндрических линз представляет значительно большие трудности, нежели со сферическими поверхностями. Наиболее просто изготавливаются цилиндрические линзы, у которых одна из поверхностей плоская и лишь другая цилиндрична. Цилиндрические линзы называют плосковыпуклыми или плосковогнутыми, в зависимости от того, вогнута или выпукла цилиндрическая поверхность.

Предположим, что мы имеем две одинаковые цилиндрические линзы (рис. 48), расположенные перпендикулярно друг к другу. На рисунке представлены обе линзы в перспективе, а также меридиональное сечение (в плоскости

<sup>1</sup> При сохранении оси системы неизменной.



рисунка) и сагиттальное сечение (в плоскости, перпендикулярной рисунку).

Предположим, что первая линза имеет в меридиональном сечении увеличение  $V_t$ ; тогда, помня, что для системы, находящейся в воздухе,  $f = -f'$ , находим на основании формулы (28) (§ 2, гл. I)

$$W_t = \frac{\alpha'_t}{\alpha_t} = \frac{1}{V_t}, \quad (157)$$

откуда

$$\alpha'_t = \frac{\alpha_t}{V_t}. \quad (158)$$

Поворачивая рисунок меридионального сечения на  $180^\circ$ , мы видим, что при этом изображение будет играть роль предмета, и наоборот; меридиональное сечение первой линзы займет положение, соответствующее сагиттальному сечению второй линзы, углы  $\alpha_t$  и  $\alpha'_t$  будут уже играть соответственно роль углов  $\alpha'_s$  и  $\alpha_s$ . Поэтому угловое увеличение  $W_s$  в сагиттальной плоскости окажется обратным по величине угловому увеличению  $W_t$  в меридиональной плоскости, т. е., иными словами, будет иметь место

$$W_s = \frac{1}{W_t}; \quad (159)$$

тогда, полагая  $\alpha_s = \alpha_t$ , получим для  $\alpha'_s$

$$\alpha'_s = W_s \alpha_s = \frac{\alpha_s}{W_t} = \alpha_s V_t = \alpha'_t V_t^2. \quad (160)$$

Формула (160) указывает нам, таким образом, на возможность получения различных величин  $\alpha'_s$  и  $\alpha'_t$  выходных апертур при одной и той же входной апертуре  $\alpha_t = \alpha_s = \alpha$ .

Нетрудно видеть, что при этом линейное увеличение,  $V_s$  в сагиттальном сечении также получится обратным линейному увеличению,  $V_t$  в меридиональной плоскости; действительно,

$$V_s = \frac{1}{W_s} = W_t = \frac{1}{V_t}; \quad (161)$$

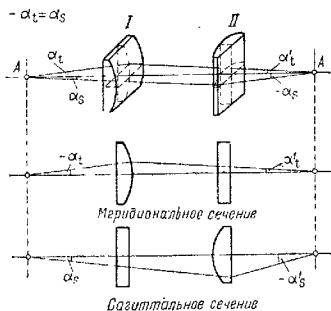


Рис. 48.

поэтому если объект имел форму круглого отверстия, то его изображение в одном направлении (в нашем случае в сагиттальном) окажется сжатым, а в другом — вытянутым, т. е. имеющим эллиптическую форму.

Если же предмет, наоборот, будет иметь форму прямоугольника со сторонами  $2Y_t$  и  $2Y_s$  (эллипса с полуосями  $Y_t$  и  $Y_s$ ), причем  $Y_s$  будет равно  $V_t^2 Y_t$ , то изображение получится в форме квадрата (круга).

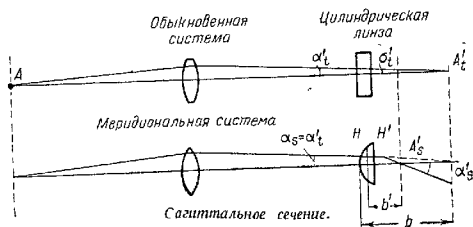


Рис. 49.

Однако практически избегают применения двух таких взаимно перпендикулярных цилиндрических линз; значительно более целесообразна схема, представленная на рис. 49. Вблизи от изображения, создаваемого оптической системой обычного типа, располагают довольно сильную цилиндрическую линзу. Эта последняя переносит сагиттальное изображение в некоторую точку  $A'_s$ .

Полагая расстояние от линзы (от передней главной плоскости) до изображения, создаваемого оптической системой, равным  $b$  и расстояние от линзы до сагиттального изображения равным  $b'$  (от задней главной плоскости  $H'$ ), находим угловое увеличение, создаваемое цилиндрической линзой в сагиттальной плоскости  $W_s$  [на основании формулы (28), § 2, гл. 1]

$$W_s = \frac{\alpha'_s}{\alpha_t} = \frac{b}{b'}, \quad (162)$$

откуда, помня, что  $\alpha_s = \alpha'_t$ , находим

$$\alpha'_s = W_s \alpha_s = \frac{b}{b'} \alpha'_t, \quad (163)$$

т. е. тем самым будет достигнуто увеличение выходной апертуры в сагиттальном сечении.

Очевидно, что подобная оптическая система уже не будет давать совмещения сагиттального и меридионального изображений и будет обладать некоторым астигматизмом (подробнее см. гл. VI). Величина астигматической разности, равная, при пренебрежении толщиной линзы, разности отрезков  $b$  и  $b'$ , вызовет при помещении фотослоя в плоскости сагиттального изображения некоторую нерезкость изображения (кружок рассеяния) в меридиональном сечении. Однако эта величина, составляющая  $2\sigma'_i$ , получается равной произведению из астигматизма на удвоенную меридиональную апертуру.

$$2\sigma'_i = 2(b - b')\alpha'_i \quad (164)$$

практически не играет никакой роли, так как сама выходная апертура  $\alpha'_i$  обычно бывает очень мала по своей величине. Астигматическая разность обычно невелика (по отношению к величине оптического рычага); поэтому величина размытия изображения, вызываемая астигматизмом, обычно получается значительно меньшей, нежели размер самого изображения.

Так, например, полагая длину оптического рычага  $N = 200$  мм, а радиус светового отверстия модулятора равным 2 мм, мы получаем выходную апертуру  $\alpha'_i$  в меридиональном сечении равной

$$\alpha'_i = \frac{l}{N} = \frac{2}{200} = 0,01.$$

Задавая произведение апертур  $\alpha'_i \alpha'_s = \frac{1}{800}$ , находим  $\alpha'_s$ :

$$\alpha'_s = \frac{1}{800} : \alpha'_i = 0,125 : \frac{\alpha'_s}{\alpha'_i} = \frac{0,125}{0,01} = 12,5 = \frac{\alpha'_s}{\alpha'_s} = W_s.$$

Полагая наиболее близкое расстояние  $b'$  от цилиндрической линзы до фотоэмульсии равным 2 мм, находим  $b$ :

$$b = W_s b' = 2 \cdot 12,5 = 25;$$

астигматическая разность

$$b - b' = 25 - 2 = 23 \text{ мм}$$

и, наконец, астигматическое размытие

$$2\sigma'_i = 23 \cdot 0,02 = 0,46,$$

т. е. такого же порядка, как и размер самого изображения.

В том случае, когда размер самого светового отверстия модулятора невелик, можно избежать астигматического размытия изображения несколько искусственным способом, перенося в плоскость меридионального изображения сагиттальное изображение отверстия модулятора (рис. 50). В этом случае размытия изображения в меридиональной плоскости не происходит вовсе; в сагиттальной же плоскости размытие светового пятна определится величиной  $2\sigma'_s$  изображения светового окна модулятора  $2l$ . Величина  $\sigma'_s$  будет равна величине радиуса отверстия модулятора  $l$ , умноженной на увеличение  $V_s$ , создаваемое цилиндрической линзой в сагиттальной плоскости, т. е.

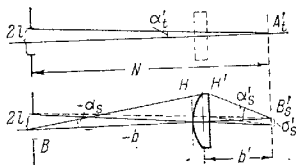


Рис. 50.

$\sigma'_s = V_s l$ . (165)

Выше [формула (161)] мы имели

$$V_s = \frac{1}{W_s} = \frac{\alpha_s}{\alpha'_s}. \quad (166)$$

В данном случае величина  $\alpha_s$  уже не связана с величиной  $\alpha'_t$ ; поэтому величина  $V_s$  более или менее произвольна и зависит лишь от положения самой цилиндрической линзы.

Величину  $V_s$  можно определять, исходя из максимально допустимого размытия сагиттального изображения.

Полагая, например, допустимым размытие  $2\sigma'_s = 0,3$  мм и  $2l$ , как и ранее, равным 4 мм, находим  $V_s$ :

$$V_s = \frac{0,3}{4} = -0,075; \quad W_s = \frac{1}{V_s} = -13,3.$$

Положение  $b'$  линзы относительно изображения определится из величины оптического рычага

$$N = -b + b' = -W_s b' + b' = (1 - W_s) b', \quad (167)$$

и численно, полагая  $N = 200$ , получаем:

$$b' = \frac{N}{1 - W_s} = \frac{200}{14,3} = 14,0 \text{ мм},$$

т. е. в 7 раз больше, нежели в предыдущем случае.

Доводя выходную апертуру до 0,25, мы, с другой стороны, можем, несколько не увеличивая при этом размытия изображения, увеличить светосилу системы; в первом же

случае нам было бы необходимо для этой цели приблизить цилиндрическую линзу почти вплотную к фотографическому слою, что практически едва ли возможно.

Эти соображения заставляют отдать предпочтение второму способу установки цилиндрической линзы, несмотря на его искусственность. Однако при применении второго метода необходимо принять во внимание следующее, весьма существенное, обстоятельство (рис. 51). Рассматривая одно

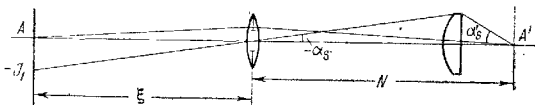


Рис. 51.

только сагиттальное сечение, мы видим, что световой поток должен заполнить всю входную апертуру  $\alpha_s$  самой цилиндрической линзы; однако если светящийся объект имеет малые размеры в сагиттальном сечении, то эта апертура не сможет быть заполнена. Поэтому необходимо придать соответственные размеры источнику света с таким расчетом, чтобы обеспечить попадание световой энергии на всю цилиндрическую линзу. Таким образом, полагая расстояние от источника света до оптической системы равным  $\xi$ , легко определяем сагиттальное протяжение источника света  $2Y_1$ :

$$2Y_1 \geq 2\xi \alpha_s. \quad (168)$$

Полагая в разобранным нами примере  $\xi = N = 200$ , находим, при  $\alpha_s' = 0,25$ ,

$$\alpha_s = \frac{\alpha_s'}{W_s} = \frac{0,25}{13,3} = 0,0187$$

и

$$2Y \geq 2 \cdot 200 \cdot 0,0187 = 7,5 \text{ мм.}$$

Если при этом меридиональное размытие допустимо  $2\sigma_t' = 0,3$ , то тогда источник света должен иметь прямоугольную форму размером  $7,5 \times 0,3 \text{ мм}$ .

Заметим, что при первом способе установки цилиндрической линзы источник света мог иметь форму обыкновенного круглого отверстия диаметром  $0,3 \text{ мм}$ .

## § 14. Некоторые общие конструктивные элементы

До сих пор в своем изложении мы полагали световой модулятор совмещаемым, в наиболее выгодном случае, с самой оптической системой. Это достигается различными способами, например вынесением главных плоскостей из линзы (или системы линз) наружу; однако практически наиболее целесообразным представляется помещение модулятора в так называемом параллельном ходе лучей, специально образовыв-

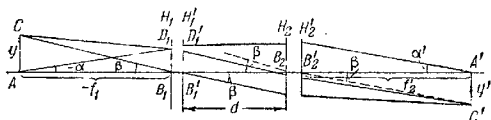


Рис. 52.

ваемом для этой цели между линзами оптической системы. Это вызывается целым рядом причин; главнейшими из них являются:

- 1) произвольность положения модулятора в самом параллельном ходе лучей;
- 2) большая легкость юстировки всей оптической системы;
- 3) возможность осуществления автоколлимационных устройств.

Предположим, что мы поместили предмет  $Y$  в передней фокальной плоскости какой-либо оптической системы (рис. 52). Изображение этого предмета, как известно, окажется лежащим на бесконечности; поэтому пучок лучей, исходящий из точки  $A$  предмета, по выходе из системы преобразуется в пучок лучей, идущий параллельно оси системы. Рассматривая какую-либо точку  $C$  предмета, не лежащую на оси системы, мы увидим, что изображение и этой точки, как лежащей в передней фокальной плоскости, точно так же окажется лежащим на бесконечности. Пучок лучей, исходящий из этой точки, по выходе из системы также окажется параллельным. Однако этот выходящий параллельный пучок уже не будет идти параллельно оси системы, а будет составлять с осью некоторый угол  $\beta$ , который весьма легко определяется из следующих соображений.

Рассмотрим ход некоторого луча  $CB_1$  исходящего из точки  $C$  предмета и падающего в переднюю главную точку  $B_1$  системы. Зная величину изображения  $Y$  и переднюю фокусную длину системы  $-f_1$ , мы без труда находим угол  $\beta$ , со-

ставляемый этим лучом с осью. Действительно, из треугольника  $ACB_1$  находим

$$\beta = -\frac{Y}{f_1}. \quad (169)$$

Полагая, далее, что наша система расположена в воздухе, мы, помня, что в этом случае угловое увеличение в главных точках делается равным единице, сейчас же устанавливаем, что этот луч и по выходе из системы точно так же будет образовывать с осью тот же самый угол  $\beta$ . А так как все лучи пучка, исходящего из точки  $C$  предмета, по выходе из системы становятся параллельными друг другу, то естественно, что и весь выходящий параллельный пучок будет составлять с осью угол  $\beta$ , который уже был нами определен.

Располагая на некотором расстоянии позади рассмотренной нами системы  $H_1H'_1$  какую-либо другую систему  $H_2H'_2$ , мы сразу же устанавливаем, что предметом для этой второй системы будет служить изображение, полученное от первой системы и лежащее в бесконечности. Поэтому изображение после обеих систем будет расположено в задней фокальной плоскости второй системы. Изображение точки  $A$ , лежавшей на оси системы, будет находиться, очевидно, в заднем фокусе второй системы. Изображение точки  $C$ , лежавшей вне оси, будет находиться в фокальной плоскости второй системы на некотором расстоянии  $Y'$  от осн. Определим величину изображения  $Y'$ . Для этой цели нам, очевидно, будет необходимо проследить ход какого-либо одного из лучей пучка, исходящего из точки  $C$ . Наиболее удобно для рассмотрения выбрать луч, проходящий через переднюю главную точку  $B_2$  второй системы, так как луч, выбранный на основании этих соображений, обладает тем свойством, что он по выходе из системы сохраняет угол, составляемый им с осью системы. Пересечение этого луча с фокальной плоскостью второй системы определит нам положение точки изображения  $C'$ . Зная заднюю фокусную длину второй системы, уже нетрудно определить и величину изображения  $Y'$ . Действительно, из треугольника  $B'_2A'C'$  находим

$$Y' = -f'_2 \beta. \quad (170)$$

Вставляя значение  $\beta$  из (169), получаем

$$Y' = \frac{f'_2}{f_1} Y, \quad (170a)$$

откуда для увеличения  $V$  такой составной системы следует

$$V = \frac{Y'}{Y} = \frac{f_2'}{f_1} = \frac{f_2'}{f_1'}, \quad (171)$$

т. е. это увеличение будет равно отношению фокусных длин.

Обратим внимание на то обстоятельство, что расстояние  $d$  между обеими системами совершенно не учитывалось в наших рассуждениях; отсюда мы приходим к заключению, что величина этого расстояния произвольна. Существенно отметить, что передняя главная точка  $B_1$  первой системы и задняя главная точка  $B_2$  второй системы играют роль, очень напоминающую роль главных точек всей составной системы, так

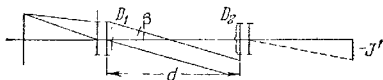


Рис. 53.

как углы лучей с осью, проходящих через эти точки от соответственных точек предмета и изображения, равны друг другу; однако сейчас же оговоримся, что эти точки вместе с тем не являются главными точками составной системы, потому что через них проходят разные лучи от точек  $C$  и  $C'$ .

Далее, заметим, что расстояние  $d$  между системами нельзя увеличивать беспредельно, так как при этом может произойти срезание изображения (рис. 53) в случае, если величина предмета достаточно велика и диаметры обеих систем ограничены. Действительно, для того чтобы наклонный пучок, составляющий в параллельном ходе угол  $\beta$  с осью системы, мог хотя бы частично попасть из первой системы во вторую и образовать изображение, необходимо соблюдение неравенства

$$\beta < \frac{D_1 + D_2}{d}, \quad (172)$$

где  $D_1$  и  $D_2$  — выходное и входное отверстия обеих систем. Практически, во избежание сильного падения светосилы по краям поля, необходимо, кроме того, чтобы ширина наклонного параллельного пучка перпендикулярно оси была во всех случаях не менее 0,5—0,75 ширины центрального (осевого) параллельного пучка.

Помещая в таком параллельном ходе модулятор (качающееся зеркало), мы тем самым как бы совмещаем положе-



ние модулятора с самой оптической системой (рис. 54); при этом поступательное смещение зеркала (без поворота) ни в какой степени не отражается на положении изображения. Действительно, рассматривая на рисунке ход лучей после отражения от смещенного поступательного зеркала (из положения  $M$  в положение  $M'$ ), мы видим, что отраженный зеркалом параллельный пучок точно так же сместится параллельно самому себе и вследствие этого смещения изображения не получится; боковой же поворот зеркала на угол  $\beta/2$  вызовет отклонение отраженного пучка от первоначального направления на угол  $\beta$ , и вследствие этого отклонения изображение должно будет сместиться на некоторую величину.

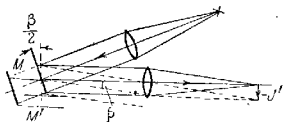


Рис. 54.

Свойство главных точек системы, установленное выше, приводит нас к тому, что при помещении модулятора в параллельном ходе роль рычага играет заднее фокусное расстояние  $f_2$  второй системы.

Заметим, что оптическую систему, создающую параллельный ход, в котором помещается вращающееся зеркало, обычно называют коллиматором.

**Автоколлимация.** Во многих случаях (по ряду чисто конструктивных соображений) наличие рядом объектива коллиматора и объектива, рисующего окончательное изображение, является нежелательным. В этих случаях представляется весьма удобным использование одного и того же объектива и как объектива коллиматора и как объектива, рисующего изображение точки, заставляя отраженный световой поток проходить после отражения через тот же самый объектив. Подобное устройство носит название автоколлимационного; схема его дана на рис. 55. Источник света помещают в фокальной плоскости, но несколько смещенным вверх от оси системы (это смещение, вообще говоря, очень невелико). Световой поток, исходящий от источника света, проходит через объектив и, отразившись от зеркала, снова проходит через объектив, создавая изображение в той же самой фокальной плоскости, но уже расположенное в нижней части поля, на расстоянии от оси, равном расстоянию от оси источника света. Ось вращения зеркала при этом выбирают вертикальной, поэтому перемещение изображения будет происходить в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка. Ранее (§ 5 гл. I) нами было установлено, что отраженные

лучи в таком случае будут описывать некоторую коническую поверхность. Следствием этого можно было бы ожидать, что изображение точки будет перемещаться в фокальной плоскости не по прямой линии, а по некоторой кривой (рис. 56),

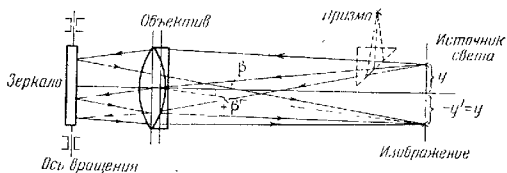


Рис. 55.

показанной на рисунке сплошной линией. Однако, поскольку самый размах зеркала, а также и смещение источника света с оси объектива обычно бывают величинами весьма малыми, то и стрелка прогиба этой кривой (отступление от прямой, показанной на рисунке пунктиром) будет представлять собой величину по крайней мере четвертого порядка малости, почему ею практически всегда и пренебрегают. Очень часто в целях удаления источника света от изображения в ходе лучей помещают призму (показанную на рис. 55 пунктиром), позволяющую отнести в сторону ту или иную часть фокальной плоскости объектива, разделяя тем самым источник света и изображение.

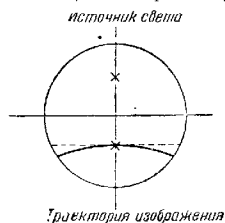


Рис. 56.

Конструкции узлов многократного отражения. Ранее (§ 12 гл. III) мы видели, что требование получения достаточной для записи светосилы у оптической системы предопределяет собой величину оптического рычага, а следовательно, и чувствительности прибора. Рассмотренный нами в предыдущем параграфе прием искусственного повышения светосилы за счет применения цилиндрических линз позволяет в значительной степени увеличить оптический рычаг и тем самым повысить чувствительность прибора. Однако иногда и это оказывается недостаточным; с другой стороны,

даже и тогда, когда светосила системы не лимитируется собой величины оптического рычага, последняя (как упоминалось об этом в примере, разобранным в § 10) может быть ограничена габаритными размерами прибора. В этих случаях существенный интерес представляет увеличение чувствительности прибора не за счет удлинения оптического рычага, а за счет увеличения угла отклонения светового пучка относительно угла отклонения модулятора. Подобное увеличение угла отклонения светового пучка с успехом может быть достигнуто при помощи многократных отражений светового пучка от вращающегося зеркала. Зависимость между числом

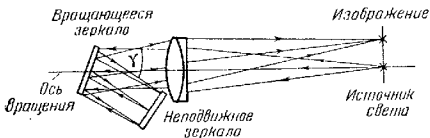


Рис. 57.

отражений и увеличением угла отклонения уже была нами рассмотрена (§ 5 гл. I); поэтому сейчас мы остановимся лишь на описании некоторых конструкций узлов многократного отражения.

Наиболее широкое распространение эти конструкции имеют в гравитационных вариометрах. Как известно, частота колебаний в них обычно очень мала; вследствие этого обеспечение необходимой светосилы не вызывает никаких затруднений (многие приборы этого назначения осуществляются даже без цилиндрических линз). Однако наряду с этим к гравитационным вариометрам предъявляют очень высокие требования в отношении чувствительности; нередко потребная величина оптического рычага достигает значения нескольких метров. Неудивительно, что осуществление подобных требований вызывает большие затруднения при создании прибора с ограниченными габаритными размерами; с другой стороны, дифракционные явления при очень малых апертурах весьма ухудшают качество записи, вследствие чего в значительной мере снижается точность показаний прибора.

Одна из простейших конструкций с многократным отражением (в частности с двукратным) применяется в гравитационных вариометрах фирмой Бамберг; схематически эта конструкция представлена на рис. 57. Система автоколлимационная; пучок лучей, исходящих от источника света, падает

на качающееся зеркало; ось вращения зеркала перпендикулярна рисунку. Отраженный от зеркала световой поток не попадает сразу обратно в объектив, а направляется на расположенное сбоку неподвижное зеркальце, которое отбрасывает его обратно на вращающееся зеркальце; вторично отразившись от последнего, световой поток попадает, наконец, в объектив системы. В этой конструкции световой поток отражается от вращающегося зеркальца дважды; согласно формуле (95) (§ 5 гл. I), в этом случае повороту зеркальца на некоторый угол  $\alpha$  будет соответствовать угол отклонения светового потока, равный  $4\alpha$ . Поворачивая в некоторых пределах неподвижное зеркальце, всегда можно перед началом работы привести изображение в некоторое заданное положение (нулевое); это обстоятельство является известным достоинством рассматриваемой схемы.

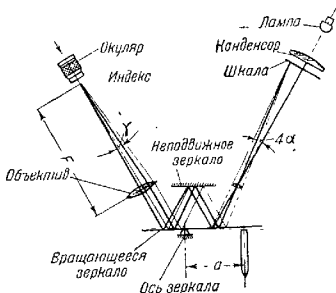


Рис. 58.

Применение узла двукратного отражения не ограничивается гравитационными вариометрами. Система, аналогичная описанной, применяется в так называемом ультраоптиметре фирмы Цейсс. Однако в этом случае оптическая система не имеет автоколлимационного устройства и состоит из обычного коллиматора и зрительной трубы, в которую наблюдают отклонения изображения визуально. Схема узла ультраоптиметра представлена на рис. 58.

Основным достоинством конструкции узла двукратного отражения, примененного в гравитационном вариометре фирмы Бамберг, является сохранение почти неизменными размеров вращающегося зеркальца. Действительно, размер вращающегося зеркальца в этой конструкции возрастает лишь на величину  $\frac{1}{\cos \gamma}$ , где  $\gamma$  — угол, под которым световой поток отклоняется от оси объектива для попадания на неподвижное зеркальце.

Нетрудно видеть, что в конструкции зеркального узла ультраоптиметра эта задача не преследовалась; поэтому и размер качающегося зеркальца достаточно велик.

Автором настоящей книги были разработаны две конструкции узлов многократного отражения с числом отражения на вращающемся зеркале, большим двух: первая конструкция имела 4 отражения на вращающейся призме. На рис. 59 дана схема этой конструкции. Оптическая система имеет автоколлимационное устройство; вместо качающегося зеркала применена прямоугольная призма, не реагирующая на колебания в вертикальной плоскости (действие подобной

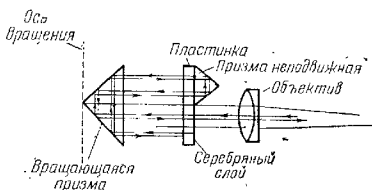


Рис. 59.

призмы будет разобрано в следующем параграфе). Ось вращения призмы вертикальна. Перед объективом располагается неподвижная стеклянная пластинка, часть которой посеребрена; на другую часть пластинки наклеена прямоугольная призма. Каждые два последовательных отражения на вращающейся призме эквивалентны одному отражению от вращающегося зеркала. Таких пар отражений на призме происходит 4, в следующем порядке, начиная с момента падения света на вращающуюся призму: 1—2; 3—4; 4—3 и 2—1. Таким образом на основании формулы (95) (§ 5 гл. I), так как  $m=4$ ,

$$\varepsilon_{2m} = 2m \Delta\alpha = 8 \Delta\alpha, \quad (173)$$

т. е. угол отклонения, создаваемый узлом, равняется 8-кратному углу поворота вращающейся призмы  $\Delta\alpha$ . Так как эта конструкция использовала только четвертую часть свободного отверстия призмы, то и светосила системы уменьшалась также в четыре раза; с другой стороны, данная конструкция имела 18 отражений от поверхностей стекла, соприкасавшихся с воздухом. Пользуясь формулой (71) (§ 4 гл. I) и полагая потери на каждом отражении в 5% ( $r=0,05$ ), можно определить потери на отражение в этой конструкции. Они составляют  $R=(1-0,95^{18})100\%=60\%$ .

Область применения этой конструкции ограничивалась приборами, где светосила была достаточно хорошо обеспе-

чена и где имелась лишь необходимость максимально уменьшить величину оптического рычага.

Вторая разработанная автором конструкция имела 6 отражений на качающемся зеркале и давала, таким образом, 12-кратное отклонение луча. Схема этой конструкции представлена на рис. 60. Ось вращения зеркала вертикальна; зеркало в исходном положении наклонено к оси объектива под некоторым углом  $\gamma$ . Симметрично по обе стороны от оси объектива располагаются две отражательные призмы,

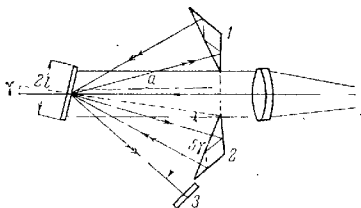


Рис. 60.

каждая с тремя отражениями. Призмы располагаются с таким расчетом, чтобы имелась возможность пропустить между ними пучок лучей, идущий из объектива и возвращающийся затем в объектив обратно (система автоколлимационная). Таким образом расстояние между этими двумя призмами должно быть порядка ширины зеркала  $2l_1$ . Величина угла  $\gamma$  определится из условия, что нормаль к зеркалу должна коснуться края одной из призм. Поэтому для угла  $\gamma$  находим

$$\gamma = \frac{l}{a}. \quad (174)$$

С другой стороны одной из призм помещается передвижное плоское зеркало 3. Система работает следующим образом: пучок лучей, исходящий из объектива, отражается от вращающегося зеркала и отклоняется при этом на угол  $2\gamma$ , направляясь далее, на призму 2. Претерпев три отражения в призме 2, луч отклоняется еще на угол  $2\gamma$  дополнительно и направляется затем на вращающееся зеркало, где и претерпевает свое второе отражение. После второго отражения на вращающемся зеркале пучок направляется в призму 1. По выходе из нее пучок снова попадает на вращающееся зеркало, на котором претерпевает свое третье отражение.

После третьего отражения пучок попадает на неподвижное зеркало  $Z$ , меняет свое направление на обратное и при обратном ходе снова претерпевает еще три отражения от вращающегося зеркала. Претерпев, таким образом, шесть отражений от вращающегося зеркала, пучок попадает, наконец, обратно в объектив. Несмотря на кажущееся большим число отражений, эта конструкция даст всего лишь 15 отражений, имеющих потери, равные потерям при отражении от поверхности, разделяющей стекло—воздух. Общие потери на отражение в этом случае составят:

$$R \approx 53\%,$$

т. е. даже меньше, нежели в первой конструкции.

В разобранной конструкции весьма нежелательно, чтобы угол  $\gamma$  превосходил  $5-6^\circ$ ; поэтому величина  $a$  должна быть примерно в десять раз больше, нежели половина стороны зеркала. Помня, что световой пучок должен пробежать это расстояние 12 раз, получаем весьма ощутимую величину для длины параллельного хода; так, например, полагая  $l = 2$  мм, получаем длину параллельного хода равной 240 мм (пренебрегая ходом луча в призмах, который в данном случае невелик, порядка 10—15 мм). Заметим, что, выбрасывая из данной конструкции одну из отражательных призм и переставляя соответственно неподвижное зеркальце, можно получить аналогичную же конструкцию, но уже только с 4 отражениями на вращающемся зеркале.

## § 15. Различные дополнительные устройства

Призмы, не реагирующие на перпендикулярные колебания. Во многих случаях колеблющееся зеркало бывает подвешено на вертикальной нити (рис. 61); при этом не исключена возможность, помимо колебаний зеркала вокруг нити, колебаний его вместе с нитью в вертикальной плоскости. Наличие подобных колебаний, как это нетрудно усмотреть, будет вызывать отклонение луча в вертикальной плоскости и, следовательно, исказить запись в вертикальном направлении. Эти вертикальные или перпендикулярные колебания легко устранимы, если поместить на место качающегося зеркала прямоугольную призму с ребром прямого угла  $AB$ , расположенным перпендикулярно оси вращения. Прямоугольная призма (рис. 62) обладает тем свойством, что при вращении вокруг ребра  $AB$  она как призма с двумя отражениями не изменит направления отраженного луча; при вращении же ребра  $AB$  вокруг вертикальной оси отраженный луч будет отклоняться в горизонтальной плос-

кости так же, как и простым зеркалом, т. е. на удвоенный угол поворота призмы. Заметим, что применение таких призм несколько неблагоприятно в автоколлимационных устройствах, так как при этом изображение будет проходить на уровне источника света. Поэтому в указанной системе встречается необходимость либо в нарушении прямоугольности вращающейся призмы с целью раздвигания изображения (при этом, однако, светосила понижается вдвое), либо в смещении источника света в горизонтальном направлении за пределы поля записи (при этом падение светосилы не происходит).

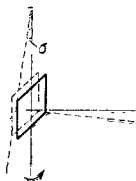


Рис. 61.

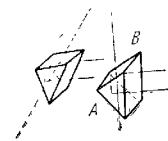


Рис. 62.

Следует отметить, что в случае применения цилиндрической линзы, которая переносит изображение обыкновенного качающегося зеркала на фотозмульсию, колебания зеркала в вертикальном направлении совершенно не сказываются на вертикальном смещении изображения, так как это смещение может зависеть лишь от изменения высоты подвеса зеркала; последняя же при колебаниях зеркала в вертикальной плоскости остается неизменной.

Контрольные зеркала. В некоторых приборах с обыкновенными вращающимися зеркалами иногда встречается необходимость установления нуля-пункта. С этой целью вблизи вращающегося зеркала иногда устанавливают добавочное контрольное зеркало (рис. 63), использующее часть светового потока, не попадающую на вращающееся зеркало, и создающее неподвижное изображение  $A_1$ , относительно которого измеряются колебания движущегося изображения  $A'$ .

Объединенные конструкции. Иногда возникает необходимость одновременной записи колебаний нескольких различных модуляторов. С этой целью объединяют некоторые из оптических деталей ряда записывающих устройств. Так, например, представляется почти всегда возможным использование одного источника света для нескольких одно-



временных записей, поскольку непосредственно на каждую запись уходит незначительный процент от всей энергии, излучаемой источником света (значительная же ее часть пропадает непроизводительно). Точно так же представляется вполне возможным объединить, например, цилиндрические линзы, осуществить одновременное визуальное наблюдение всех записываемых колебаний на одном и том же экране и т. п.

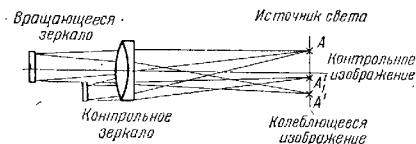


Рис. 63.

Все это с успехом используется в конструкциях многошлейфных осциллографов и других приборах.

При использовании одного и того же источника света в конструкции, предназначенной для одновременного производства нескольких записей, необходимо обеспечить правильное ограничение световых пучков, попадающих на каждое колеблющееся зеркало. При необходимости использовать цилиндрическую линзу источник света должен иметь прямоугольную форму. С этой целью при объединенной осветительной системе в качестве источника света для каждой записывающей системы используют прямоугольную щель, которую, как и остальные, освещают одним и тем же источником света. Для более равномерного освещения щелей между источником света и освещаемыми щелями устанавливают один общий (а иногда и два, при большом числе щелей) конденсор. Действие такого конденсора создает направленные световые пучки, ограниченные щелями. В связи с тем, что каждый из этих пучков должен попасть на соответствующее зеркало, возникает необходимость в изменении их направления. Для этой цели каждый световой пучок по прохождении через щель перехватывается продолговатой прямоугольной призмой. Задавая последней те или иные углы поворота, мы можем придать отраженному призмой световому потоку любое направление, а следовательно, и направить его на соответствующее зеркало. Схема такого устройства изображена на рис. 64 и 65.

На рис. 64 представлена оптическая система для фотозаписи шести колебаний одновременно (оптическая система 6-шейфного осциллографа) в плане; на рис. 65 представлен боковой вид оптической системы. Конденсор, щели и направляющие (юстировочные) призмы иногда располагают

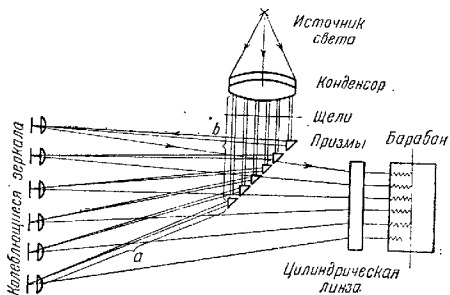


Рис. 64.

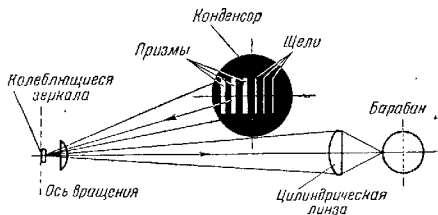


Рис. 65.

несколько выше хода световых пучков, идущих после колеблющихся зеркал, как это показано на рис. 65 (три юстировочные призмы справа не показаны, для того чтобы открыть вид на щели). Иногда сохраняют всю оптическую систему расположенной в одной и той же плоскости (например в плоскости рис. 64). Однако при этом необходимо (во избежание затенения отраженных от зеркал световых пучков) вывести юстировочные призмы щели и осветительную систему из

хода отраженных световых пучков. Главная оптическая система имеет автоколлимационное устройство; цилиндрическая линза для всех шести записей объединена.

Поясним несколько подробнее работу осветительной системы, отбросив для простоты рассуждений юстировочную (направляющую) призму (рис. 66). Для того чтобы щель  $CD$  соответствовала источнику света, необходимо, чтобы световой поток, проходящий через любую точку щели (например через точку  $C$  края щели), попадал на колеблющееся зеркало. При отсутствии конденсора световой поток, исходящий

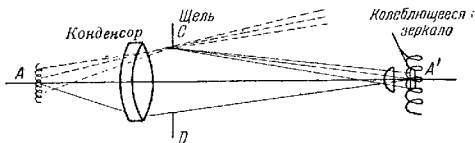


Рис. 66.

из источника света  $A$  и проходящий через край щели  $C$ , оказался бы направленным прямолинейно по направлению  $AC$ , минуя при этом колеблющееся зеркало. Следовательно, роль конденсора сводится к тому, чтобы направить световой поток по направлению  $CA'$ , иначе говоря, перебросить изображение источника света  $A$  на колеблющееся зеркало  $A'$ . Юстировочные призмы, показанные на рис. 64, разбрасывают изображение источника света на все колеблющиеся зеркала; но так как расстояние от источника света до конденсора остается постоянным, то и сумма расстояний  $a+b$  от конденсора до призм и от призм до соответствующих зеркал (расстояние от конденсора до изображения) должно сохраняться более или менее постоянным. Заметим, что в том случае, когда размеры источника света превосходят размеры щели (например, когда источником света служит длинная нить лампы накаливания), представляется возможным обойтись без конденсора, уничтожив тем самым потери на отражение от поверхностей линз конденсора.

Нередко главная оптическая система (рис. 67), располагаемая перед колеблющимся зеркалом, представляет собой плосковыпуклую линзу, обращенную плоскостью к колеблющемуся зеркалу. Изображение, отраженное от плоской поверхности такой линзы, получается расположенным в той же плоскости, что и изображение, отраженное от колеблющегося зеркала; это вторичное изображение (так как площадь по-

добной линзы обычно в несколько раз превосходит, площадь колеблющегося зеркала) получается почти столь же интенсивным, что и главное изображение. При фотозаписи, ввиду неподвижности этого вторичного изображения, оно нередко

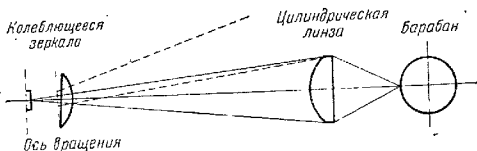


Рис. 67.

получается даже значительно более плотным, нежели основное изображение. Это обстоятельство иногда делает невозможным даже производство фотозаписи. Поэтому при применении таких плосковыпуклых линз нередко наклоняют плоскость линзы настолько, чтобы вывести пучки, создающие

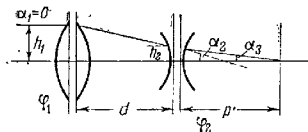


Рис. 68.

подобное изображение, за пределы цилиндрической линзы, уничтожив тем самым побочное изображение на фотозаписи.

Телеобъективы. В случае наличия параллельного хода величина оптического рычага обуславливается

величиной фокусного расстояния объектива, расположенного после колеблющегося зеркала (см. предыдущий параграф). Ввиду этого одним из приемов увеличения оптического рычага является увеличение фокусного расстояния по отношению к расстоянию от первой линзы объектива до изображения. Указанная система может быть осуществлена из двух линз и носит название телеобъектива (рис. 68). Для силы системы, составленной из двух линз, мы имели формулу (54) (§ 3 гл. 1)

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d, \quad (175)$$

где  $\varphi$  — сила системы,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — силы первой и второй линз,  $d$  — расстояние между линзами.

Там же для второй высоты  $h_2$  нами было получено следующее выражение:

$$h_2 = h_1 (1 - \varphi_1 d); \quad (176)$$

последний отрезок  $p'$ , как известно, равняется

$$p' = \frac{h_2}{\alpha_2} = \frac{h_1}{\alpha_1} (1 - \varphi_1 d) = f' (1 - \varphi_1 d). \quad (177)$$

Составим выражение для отношения суммы последнего отрезка  $p'$  и междулинзового промежутка  $d$  к фокусному расстоянию всей системы  $f'$ . На основании формулы (177) находим

$$\frac{d+p'}{f'} = 1 - \varphi_1 d + \frac{d}{f'} = 1 - \varphi_1 d + \varphi d. \quad (178)$$

Подставляя значение  $\varphi$  из формулы (175), получаем

$$\frac{d+p'}{f'} = 1 + \varphi_2 d - \varphi_1 \varphi_2 d^2 = 1 + (1 - \varphi_1 d) \varphi_2 d, \quad (179)$$

или, заменяя силы фокусными длинами,

$$\frac{d+p'}{f'} = 1 + \left(1 - \frac{d}{f_1}\right) \frac{d}{f_2}. \quad (180)$$

Величина  $d$  обычно не превосходит значения фокусного расстояния первой линзы; поэтому первый множитель  $1 - \frac{d}{f_1}$  всегда положителен. Чтобы, таким образом, отношение  $\frac{d+p'}{f'}$  было меньше единицы, необходимо второй множитель сделать отрицательным. Это возможно лишь при отрицательном  $f_2$ , т. е. отрицательной второй линзе, как это и показано на рис. 68. Формула (175) показывает нам, что  $\varphi_1$  должно быть положительным, в противном случае сила всей системы получилась бы отрицательной.

Таким образом мы приходим к выводу, что первая линза должна быть положительной.

Формула (180) была получена нами лишь для удобства рассмотрения свойств телеобъектива; практически значительно удобнее пользоваться формулой (178), так как в ней фокусное расстояние второй линзы выражено через фокусное расстояние всей системы (т. е. заданную величину). Задаваясь в этой формуле одной из неизвестных нам величин  $\varphi_1$  или  $d$  (силой первой линзы или расстоянием между линзами), мы легко находим затем из формулы (180) вторую величину и затем из формулы (175) третью величину.

Заметим, что применение телеобъектива для уменьшения величины  $p' + d$  более чем в два-три раза по отношению к  $f'$  нежелательно.

## ВИЗУАЛЬНЫЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА

## § 16. Оптика фотоэлектрических устройств

На первый взгляд фотоэлектрические устройства не имеют ничего общего с фотозаписью колебаний; однако задачи, стоящие перед оптикой фотоэлектрических устройств, имеют много общего с задачами, предъявляемыми к оптике фотозаписывающих приборов. Это обстоятельство и послужило

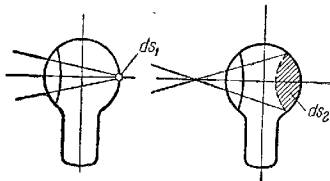


Рис. 69а.

Рис. 69б.

основанием к рассмотрению оптики фотоэлектрических устройств на страницах этой книги. Действительно, как в тех, так и в других приборах основной задачей оптической системы является передача достаточного количества

световой энергии, излучаемой источником света, на тот или иной светоприемник—фотослой или фотоэлемент. Кроме того, и в фотоэлектрических устройствах иногда встречается необходимость пропускания светового потока через узкие диафрагмы. С другой стороны, существует и принципиальное отличие условий работы оптики в фотоэлектрических устройствах—отсутствие необходимости получения точечного изображения источника света на фотоэлементе. Это последнее обстоятельство имеет весьма существенное значение, так как им обуславливается некоторое различие в расчетах энергетического баланса оптической системы фотоэлектрического и фотозаписывающего устройств.

Несколько остановимся на рассмотрении этого обстоятельства (рис. 69а и 69б). На рис. 69а показан случай, когда весь поток световой энергии попадает на очень

небольшой элемент поверхности фотоэлемента  $dS_1$ ; на рис. 696 показан случай, когда тот же самый поток энергии распределяется на значительно большей площади  $dS_2$ . Таким образом освещенность светочувствительной поверхности фотоэлемента в первом и втором примерах будет различной; однако фотоэлемент в обоих случаях дает один и тот же фототок, при условии, конечно, достаточной однородности катода. Если же, например, в каком-либо участке, на который попадает свет, отсутствует слой, то очевидно там не будет происходить вырывания электронов, и соответствующая часть световой энергии не будет преобразована в фототок. Это свойство фотоэлементов связано с прямолинейностью характеристики фототок—свет. Действительно, если бы мы во втором примере, сохранив освещенность неизменной, уменьшили размер светового пятна до величины его в первом случае, то тогда, естественно, во столько же раз уменьшился бы и световой поток, воспринимаемый фотоэлементом, и это было бы равносильно соответствующему уменьшению интенсивности потока в первом случае. Наоборот, если бы имело место различие фототоков в обоих случаях при одинаковом световом потоке, то при прямолинейности характеристики фототок—свет подобное рассуждение привело бы нас к разности фототоков при меньшей освещенности, и одинаковых световых потоках, что невозможно. Весьма важным следствием этого свойства фотоэлементов является выгодность распределения световой энергии на возможно большую площадь поверхности фотокатода. При достаточно равномерной освещенности влияние местных неоднородностей фотокатода в значительной мере исключается (например попадание всего потока энергии на мало чувствительный участок поверхности фотокатода). Помимо этого ослабляется возможность нежелательного местного нагревания, что иногда (например для вентильных купроксных фотоэлементов) может повести к нарушению чувствительности. Таким образом теоретическое распределение световой энергии на поверхности фотоэлементов ничем не обусловлено; практически же, вообще говоря, желательно иметь распределение энергии на возможно большую площадь и по возможности с равномерной освещенностью. По этой причине выгодно помещать фотокатод в плоскости выходного зрачка оптической системы.

В оптических системах для фотозаписи величина экспозиции была пропорциональна освещенности изображения; в фотоэлектрических устройствах же фототок определяется величиной воспринимаемого светового потока. Поэтому основной задачей оптики в фотоэлек-

трических устройствах является обеспечение передачи возможно большего светового потока, исходящего от источника света, в отличие от необходимости обеспечения потребной светосилы при фотозаписи.

Световой поток, воспринимаемый оптической системой, определяется, как известно (§ 1 гл. I), произведением силы света  $I$  точечного источника на телесный угол  $d\omega$  расхождения пучка:

$$dF = Id\omega. \quad (181)$$

Величина же телесного угла  $d\omega$  определяется (в случае, если световой поток заполняет круговой конус) квадратом входной апертуры:

$$d\omega = \pi x^2. \quad (182)$$

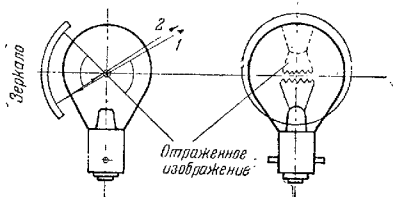


Рис. 70а.

Рис. 70б.

Поэтому световой поток, входящий в систему, определится

$$dF = \pi I x^2. \quad (183)$$

Полагая коэффициент прозрачности системы равным  $K$ , получаем величину светового потока  $dF'$ , попадающего на фотоэлемент

$$dF' = KdF = \pi K I x^2. \quad (184)$$

С другой стороны, зная величину потребного фототока и выбрав тот или иной тип фотоэлемента, мы можем определить численное значение величины светового потока, попадающего на фотоэлемент, необходимое для действия всего устройства. В этом случае формула (184) позволяет определить зависимость между апертурой (углом охвата) и силой света источника.

Нередко, в целях увеличения угла охвата, помещают источник света в центре сферического зеркала (рис. 70а и 70б). При этом световой поток, исходящий от обратной



стороны источника света, отразившись от сферического зеркала, оказывается в том же самом направлении, что и световой поток, исходящий от светящегося тела непосредственно. Естественно, подобное применение отражательного зеркала удваивает угол охвата источника света. Однако при этом необходимо следить, чтобы само светящееся тело (рис. 70б) не загромождало собою хода светового потока, отраженного от зеркала. Это возможно лишь в том случае, когда изображение светящегося тела, отраженное от зеркала, не будет совпадать с самим светящимся телом; поэтому мы не будем иметь повышения яркости источника

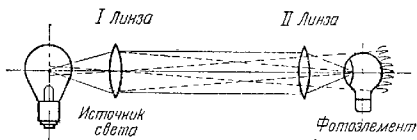


Рис. 71.

света, а будем иметь лишь удвоение площади светящегося тела и, следовательно, силы света источника при сохранении угла охвата одинарным, что в смысле восприятия количества световой энергии в оптическую систему эквивалентно удвоению угла охвата.

Диаметр светового отверстия фотоэлементов обычно достаточно велик и измеряется несколькими десятками миллиметров. Вследствие этого отверстие фотоэлемента лишь в немногих случаях может ограничивать собой размер изображения или световую трубку, выходящую из оптической системы. Однако (в особенности в тех случаях, когда размер светящегося тела достаточно велик при достаточно большом расстоянии от оптической системы до фотоэлемента) представляется необходимым обеспечить попадание всего светового потока в отверстие фотоэлемента. Для этой цели можно с успехом применять достаточно короткофокусную линзу, расположенную вблизи фотоэлемента (рис. 71). На рисунке пунктиром показан ход лучей в том случае, когда линза I, расположенная вблизи источника света, фокусируется таким образом, чтобы изображение источника света попало на фотоэлемент. В этом случае изображение светящегося тела оказывается значительно большим, нежели отверстие фотоэлемента. При расположении же источника света в передней фокальной плоскости линзы I ширина выходящего из линзы

параллельного пучка лучей (показанного сплошными линиями) также превосходит отверстие фотоэлемента. Помещение в этом случае достаточно короткофокусной линзы II перед фотоэлементом легко позволяет обеспечить почти полное попадание всего светового потока на фотоэлемент. Между линзами I и II в таких случаях обычно устраивают параллельный ход.

Во многих случаях (например при списывании показаний с какого-либо прибора в следящих устройствах) встречается необходимость срабатывания фотоэлемента при небольших перемещениях какой-нибудь непрозрачной диафрагмы (например открывающаяся и закрывающаяся щель). Эта задача

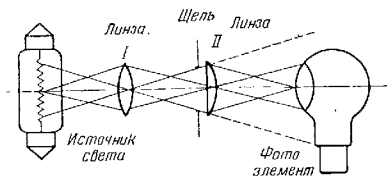


Рис. 72.

по сути дела эквивалентна пропусканию светового потока в фотозаписывающих приборах через световое отверстие модулятора.

В этом случае часто представляется выгодным использовать источник света, имеющий форму нити, изображение которой (рис. 72) проектируется с помощью линзы I на отверстие щели, перекрываемое диафрагмой или заслонкой. Для собирания и направления в отверстие фотоэлемента светового потока, прошедшего через щель, вблизи последней располагают линзу II, называемую конденсором или коллективом. Эта линза, не влияя на ход лучей, пересекающихся на оси системы в плоскости щели, изменяет ход лучей, проходящих через края отверстия щели, направляя их в отверстие фотоэлемента.

Размер ширины щели определяет собой чувствительность устройства к линейному перемещению заслонки, или, как говорят, отсечку. Величина отсечки связана с размерами источника света — диаметром нити и величиной светового потока, пропускаемого системой. Действительно (рис. 73), обозначая диаметр нити через  $2Y$  и ширину щели (отсечку) через  $2Y'$ , мы на основании инварианты Лагранж-Гельмгольца

[формула (14) гл. I § 2)] находим

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{2Y'}{2Y}. \quad (185)$$

Для достижения достаточно хорошего качества изображения величина апертуры  $\alpha'$  у щели не должна превосходить 0.3—0.5. Это по существу требует уже хорошо скорректированной системы, например микрообъектива. В противном случае аберрации системы могут исказить изображения.

На основании формулы (185) при заданных  $2Y$  и  $2Y'$  будет определена входная апертура и, следовательно, воспринимаемый световой поток. Применение зеркала, расположенного позади источника света, окажется при этом почти бесполезным, потому что мы уже видели, что эффективное применение зеркала эквивалентно удвоению площади источника света, т. е. удвоению диаметра нити  $2Y$ .

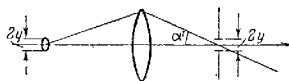


Рис. 73.

Заметим, что при наличии щели, превосходящей по своей длине размеры изображения, представляется выгодным использовать длину ее полностью, делая изображение источника света большим по ширине, нежели щель. Часть светового потока, прошедшая через щель, очевидно, будет пропорциональна отношению ширины щели к ширине изображения. При этом, сохраняя величину выходной апертуры у щели, мы получим увеличение [на основании формулы (185)] входной апертуры  $\alpha$  в том же отношении. Таким образом, учитывая, что световой поток, входящий в систему, пропорционален квадрату входной апертуры, мы получим после прохождения светового потока через щель увеличение его в соотношении ширины изображения к ширине щели. Легко убедиться, что при дальнейшем увеличении изображения (превосходящем по длине щель) увеличения прошедшего светового потока уже не будет.

## § 17. Оптические системы для визуального наблюдения колебаний

При пользовании приборами, предназначенными для фотозаписи колебаний, нередко возникает необходимость в визуальном контроле работы прибора в момент производства самой фотозаписи. Кроме того, в целом ряде приборов

(например магнитные вариометры, точные весы и т. д.) бывает вполне достаточным ограничиться визуальными наблюдениями. Поэтому мы вкратце остановимся на рассмотрении устройств для визуального наблюдения.

Ввиду высокой чувствительности глаза к воздействию света расчет энергетического баланса визуальных систем, как правило, опускают; это в значительной степени облегчает расчет визуальных оптических систем. Однако, с другой стороны, приходится учитывать необходимость отсчета по тем или иным шкалам. Для этой цели требуется обеспечить изображение достаточно высокого качества. Кроме того, визуальное наблюдение колебаний должно осуществляться

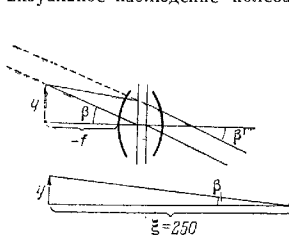


Рис. 74.

таким образом, чтобы глаз наблюдателя находился в наиболее благоприятных условиях работы; этим достигается наименьшая утомляемость глаза.

Оптические системы, предназначенные только для визуального наблюдения. Схема Гаусса-Поггендорфа. Простейшей оптической системой, применяемой для наблюдения колебаний, является обыкновенная

лупа, через которую рассматривают колеблющийся объект (например стрелку весов). Основным параметром, характеризующим лупу, является величина даваемого ею видимого увеличения. Как известно, наиболее благоприятным для наблюдения нормальным глазом является положение предмета, когда последний удален в бесконечность; при этом нормальный глаз наблюдает предмет без аккомодации. Вследствие этого лупа должна давать изображение наблюдаемого предмета также расположенным на бесконечности; поэтому наблюдаемый объект должен находиться в передней фокальной плоскости лупы (рис. 74). В этом случае будет иметь место параллельный ход лучей по выходе их из лупы. Наблюдая через лупу, например, вершину предмета  $Y$ , наблюдатель будет видеть эту вершину под некоторым углом  $\beta'$  к оси. Угол  $\beta'$  легко определяется (ввиду параллельности выходящих пучков) по лучу, проходящему через главные точки; из рисунка находим

$$\operatorname{tg} \beta' = -\frac{Y}{f} = \frac{Y}{f'}. \quad (186)$$

Без помощи лупы мы наблюдали бы тот же объект с некоторого расстояния  $\xi = 250$  мм, иногда называемого расстоянием наилучшего зрения (для близко расположенных предметов); при этом мы видели бы вершину предмета  $Y$  под некоторым другим углом  $\beta$  к оси. Величина этого угла легко определяется

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{Y}{\xi} = \frac{Y}{250}. \quad (187)$$

Глаз судит о величине предмета по величине угла, под которым наблюдается предмет. Поэтому, если угол  $\beta'$ , под которым глаз наблюдает предмет через лупу, окажется больше, нежели угол  $\beta$ , под которым глаз наблюдает предмет без лупы, то изображение, видимое через лупу, будет

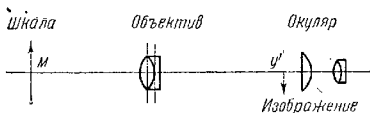


Рис. 75.

казаться увеличенным. Соотношение тангенсов углов  $\beta'$  и  $\beta$  называют поэтому видимым увеличением, обозначая его через  $\Gamma$ . Таким образом для лупы будем иметь

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \beta'}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{Y \cdot 250}{f' \cdot Y} = \frac{250}{f'}, \quad (188)$$

причем фокусное расстояние также должно быть выражено в миллиметрах.

Заметим, что практически увеличение обыкновенной лупы редко превосходит десятикратное, так как при этом размеры ее сильно уменьшаются ( $f'$  менее 25 мм), и наблюдение через нее делается неудобным. Обычно ограничиваются видимым увеличением порядка 5—6 крат.

Величина поля зрения лупы (угловая) в большинстве случаев не превосходит 30—40°.

Иногда вместо лупы, когда является необходимым отойти на некоторое расстояние от наблюдаемого объекта, применяют зрительную трубу, или микроскоп (рис. 75). Объектив создает изображение шкалы увеличенное или уменьшенное. Это изображение рассматривается затем через окуляр, как через лупу, поэтому полное увеличение (видимое) подобной системы выразится, очевидно, произведением ли-

нейного увеличения  $V$  объектива на видимое увеличение окуляра. Таким образом получаем

$$\Gamma = V_{об} \cdot \Gamma_{ок} = \frac{250}{f'_{ок}} V_{об}. \quad (189)$$

Поле зрения окуляров несколько превосходит поле зрения лупы, достигая  $40-50^\circ$  (благодаря применению коллектива или полевой линзы, расположенной вблизи рассматриваемого изображения). Однако в случае, если увеличение всей системы достаточно велико (порядка  $10^x$  и выше), то линейное поле зрения (линейная величина наблюдаемого предмета)

получается весьма небольшим. Действительно, линейное поле зрения окуляра  $2Y_{ок}$  легко можно определить по формуле (186)

$$2Y'_{ок} = 2f'_{ок} \operatorname{tg} \beta' \quad (190)$$

(помня, что при больших углах символ  $\beta$  равносителен  $\operatorname{tg} \beta$ ; гл. I § 2); линейная же величина предметного поля  $2Y_1$  будет равна

окулярному полю зрения, деленному на увеличение объектива, т. е.

$$2Y_1 = \frac{2Y'_{ок}}{V_{об}} = \frac{2f'_{ок} \operatorname{tg} \beta'}{V_{об}} = \frac{250}{\Gamma} 2 \operatorname{tg} \beta'. \quad (191)$$

При 20-кратном увеличении  $\Gamma$  всей трубы и при поле зрения окуляра  $2\beta' = 45^\circ$  найдем в качестве численного примера линейное предметное поле зрения  $2Y_1$

$$2Y_1 = \frac{250}{20} \cdot 2 \cdot 0,4142 = 10,355.$$

Нередко встречается необходимость наблюдать колебания, амплитуда которых может значительно превосходить величину предметного поля зрения. В этих случаях нередко прибегают к наблюдению колеблющейся шкалы (рис. 76), сохраняя индекс, по которому производится отсчет, неподвижно расположенным в поле зрения отсчетной системы; пунктиром  $bb_1$  показано положение отклоненной шкалы. Подобное устройство позволяет иметь отсчетную шкалу, по своей длине совершенно не связанной с размерами предметного поля зрения.

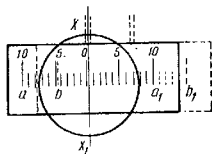


Рис. 76.

Выбор видимого увеличения. При наблюдении невооруженным глазом легко наблюдается отсчет по шкале с точностью порядка 1 мм. С некоторым напряжением можно еще оценивать на-глаз доли интервала между делениями порядка 0,5–0,3 мм. Поэтому видимая через наблюдательную систему цена деления должна казаться наблюдателю соответствующей указанным выше величинам. Эти соображения дают нам отправную точку для выбора видимого увеличения. Зная заданную точность отсчета, устанавливаем цену деления предметной шкалы  $\sigma$ , равную удвоенной или утроенной точности отсчета; видимое же увеличение определится отношением

$$\Gamma \geq \frac{1}{\sigma}, \quad (192)$$

где  $\sigma$  выражена в миллиметрах.

Некоторое увеличение  $\Gamma$  по отношению к величине  $\frac{1}{\sigma}$  в значительной степени облегчает точность отсчета.

Схема Гаусса-Поггендорфа. Устройство колеблющейся шкалы не всегда может быть осуществлено (например вследствие большого момента инерции и т. п.). Ввиду этого нередко прибегают к наблюдению отражения шкалы от колеблющегося зеркала.

Подобное устройство представлено на рис. 77 и носит название схемы Гаусса-Поггендорфа. Эта схема во многих отношениях напоминает простейшую схему фотозаписи. Действительно, отбрасывая окуляр, через который рассматривается изображение шкалы, созданное объективом, мы находим полную аналогию обеих схем, с той лишь разницей, что роль источника света теперь играет некоторая неподвижная шкала. Как мы уже указывали, энергетический баланс визуальной системы не имеет довлеющего значения; поэтому для нас представляет интерес лишь рассмотрение чувствительности.

Для чувствительности (§ 10 гл. III) нами были получены следующие выражения [формулы (120) и (121)]:

$$\begin{aligned} N &= \frac{Y'}{\beta} = V_a (X_b - X_a) = \frac{f'}{X_a} (X_b - X_a) = \\ &= f' \left( \frac{X_b}{X_a} - 1 \right). \end{aligned} \quad (193)$$

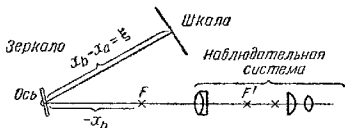


Рис. 77.

Величина  $X_b$  обычно бывает обусловлена теми или иными соображениями (например удалением системы от колеблющегося зеркала или наиболее выгодным и сравнительно легко осуществимым технически  $X_b = f'$ ). Поэтому, сохраняя фокусное расстояние объектива  $f'$  неизменным, выгодно, если  $X_b$  отрицательно и зеркало расположено перед передним фокусом  $F$  наблюдательной системы, т. е. удалено от нее;  $X_a$  тоже отрицательно и превосходит по абсолютной величине  $X_b$ . Наоборот, если  $X_b$  положительно (зеркало расположено позади переднего фокуса, наблюдательная система расположена вблизи зеркала), то для повышения чувствительности выгодно уменьшать величину  $X_a$  по абсолютной величине. В пограничном случае, когда  $X_b = 0$  (зеркало совпадает с передним фокусом объектива), чувствительность не зависит от положения шкалы; действительно, формула (195) дает нам

$$N = -f', \quad (194)$$

т. е., иными словами, чувствительность в этом случае определяется величиной фокусного расстояния объектива. Этот случай представляет большое практическое удобство: ввиду произвольности положения шкалы возможно использовать уже существующие шкалы, располагая их соответственно цене деления (посредством перефокусировки, без нарушения чувствительности установки); весьма прост расчет чувствительности; телецентричность хода лучей после объектива, имеющая место в этом случае, представляет известное удобство при расфокусировке (или при наблюдении ненормальным глазом); наконец, при отсчете по окулярной шкале (используя светящийся объект) цена делений окулярной шкалы остается неизменной при любой фокусировке. Заметим, однако, что этот последний способ, равно как и автоколлимационный (разобранный нами ранее в § 14 гл. III применительно к фотозаписи), имеет своим недостатком ограниченность размеров отсчетной шкалы (шкала ограничивается размером поля зрения окуляра).

При проектировании визуальных оптических систем для отсчета колебаний необходимо обратить внимание на следующее весьма существенное обстоятельство.

Изображение шкалы, по которому производится отсчет, совершает, как мы уже видели, возвратно-поступательное движение в поле зрения оптической системы; самый отсчет должен быть произведен в тот момент, когда шкала, достигнув своего предельного положения, меняет направление движения на обратное, т. е. тогда, когда скорость движения изображения делается равной нулю. Однако, если пе-



риод колебания достаточно мал, может оказаться, что глаз не успеет уловить момент остановки изображения и произвести отсчет по движущемуся изображению шкалы. Более того, при периоде колебаний порядка 0,1 сек. и меньше (равному времени остаточного зрительного впечатления глаза) глаз уже вообще не сможет, ввиду большой скорости, различать изображение движущейся шкалы. Вполне понятно, что в этих случаях чувствительность оптической системы уже не будет иметь никакого смысла.

Это обстоятельство ограничивает возможность применения визуального отсчета лишь в области медленных колебаний, периода, соответствующего одной или нескольким секундам. Сколько-нибудь значительное повышение чувствительности наблюдательной системы при этом непрерывно связано с величиной периода колебаний и величиной амплитуды.

Разберем этот вопрос несколько более детально. Предположим период наблюдаемых колебаний равным  $T$ , величину амплитуды колебаний, видимую через наблюдательную систему, равной  $a'$ ; тогда, полагая колебания гармоническими, можем написать:

$$s' = a' \cos 2\pi \frac{t}{T}. \quad (195)$$

Отсчет должен производиться в тот момент, когда путь  $s'$  достигает максимального значения. Это имеет место тогда, когда  $t$  близко к нулю (или близко к значениям, кратным  $T$ ).

Время отсчета ограничивается величиной остаточного зрительного впечатления  $\Delta t$  (0,1 сек.). Величина промежутка  $s'$ , проходимого изображением шкалы до и после изменения направления движения изображения на обратное, будет равна приращению пути за время  $\frac{\Delta t}{2}$  с момента достижения максимального значения  $s' = a'$ , т. е.

$$\sigma' = \Delta s' = s' - a' = a' \cos 2\pi \frac{\Delta t}{T} - a'.$$

Или, развертывая  $\cos 2\pi \frac{\Delta t}{T}$  в ряд и отбрасывая (ввиду малости  $\Delta t$ ) члены, содержащие  $\Delta t$  в степени выше второй, получаем приближенную формулу

$$\sigma' = -\frac{a'}{2} \left[ \frac{\pi \Delta t}{T} \right]^2. \quad (196)$$

Нами было уже установлено, что величина  $\sigma'$  (видимая глазом величина перемещения изображения при отсчете) ограничена наименьшими значениями порядка 0,5—0,3 мм; вели-

чина  $\Delta t$  ограничена величиной остаточного зрительного впечатления 0,1 сек. Таким образом величина изображения амплитуды и величина периода колебаний связываются друг с другом:

$$0,5 = -\frac{a'}{2} \left[ \frac{0,1 \pi}{T} \right]^2, \quad (197)$$

или, округляя численные коэффициенты и опуская знак

$$a' = 10 T^2. \quad (198)$$

В формулах (197) и (198)  $a'$  должно быть выражено в миллиметрах,  $T$ —в секундах.

Зная действительную величину амплитуды  $a$  колебаний (например при непосредственно колеблющейся шкале), нетрудно определить наибольшее практически целесообразное увеличение  $\Gamma$ :

$$\Gamma = \frac{a'}{a}. \quad (199)$$

В случае, если мы имеем дело с угловыми колебаниями (колеблющееся зеркало), полагая максимальную угловую амплитуду равной  $\beta_m$ , определяем видимую амплитуду  $a'$  по формуле (193). Учитывая видимое увеличение окуляра  $\Gamma_{ок}$ , находим

$$a' = \Gamma_{ок} y_m' = \Gamma_{ок} N \operatorname{tg} \beta_m. \quad (200)$$

Формулы (200) и (198) позволяют нам определить наибольшую практически целесообразную чувствительность.

Заметим, что при отсчете по неподвижной (окулярной) шкале наибольшее, практически еще целесообразное, видимое увеличение или чувствительность несколько возрастают, так как в этом случае остающееся зрительное впечатление от предельного положения изображения индекса позволяет произвести отсчет и в тех случаях, когда сам индекс уже отошел от своего предельного положения.

Устройства для визуального наблюдения колебаний при фотозаписи. При фотозаписи колебаний часто представляется весьма желательным осуществление визуального контроля фотозаписи. Для этой цели приборы для фотозаписи колебаний снабжают дополнительным оптическим устройством, посредством которого возможно одновременно с производством фотозаписи наблюдать картину колебаний визуально.

Принципиально эта задача может быть разрешена при помощи какого-либо из уже рассмотренных нами устройств для визуального наблюдения колебаний; однако ряд требований, предъявляемых к оптике, предназначенной для фо-

тозаписи, налагает свой отпечаток и на систему для визуального контроля. Эти особенности, в основном, следующие: 1) высокая светосила основной системы для фотозаписи и 2) высокая частота записываемых колебаний.

Следствие этих особенностей:

1. Возможность наблюдения изображения движущейся точки на экране. Это обстоятельство весьма выгодно в том отношении, что позволяет производить наблюдение колебаний несколькими наблюдателями одновременно.

2. Для наблюдений высокочастотных колебаний движущиеся изображения по одной прямой линии (как это имело место в рассмотренных нами выше устройствах) неприемлемо, и в силу этого необходимо, чтобы изображение точки двигалось и в направлении, перпендикулярном колебаниям; иными словами, изображение светящейся точки должно

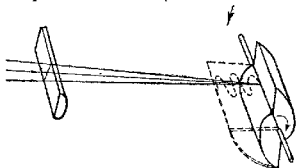


Рис. 78.

двигаться по кривой, подобной самой осциллограмме.

Для этой цели применяется ряд различных приспособлений, так называемых разверток.

Остановимся на рассмотрении некоторых конструкций.

1. Экран по архимедовой спирали (рис. 78) Ногпауег<sup>1</sup>а. Экран представляет собою цилиндрическое тело, построенное по профилю архимедовой спирали. Экран может вращаться вокруг оси, проходящей через начало спирали. Вращение экрана синхронизировано с наблюдаемыми колебаниями. При этом изображение светящейся точки попадает на различные участки экрана в различные моменты времени. В силу этого наблюдателю, рассматривающему экран в направлении стрелки, остаточное зрительное впечатление от движущегося изображения светящейся точки представляется в виде кривой (пунктирной), расположенной в горизонтальной плоскости. Недостатком этого устройства является нерезкость изображения в крайних участках кривой, происходящая вследствие расфокусировки. Кроме того, сам по себе вращающийся экран неудобен в отношении габаритных размеров, изготовления и размещения.

2. Качающееся зеркало (рис. 79). В этой схеме экран представляет собою матированную цилиндрическую стеклянную

<sup>1</sup> Ногпауег, Z. f. Elektrotech., Wien, 1905, 433/449.

ную пластинку. На геометрической оси цилиндра помещается ось плоского качающегося зеркала, на которое попадает пучок лучей по выходе из цилиндрической линзы. Движение качающегося зеркала придает эксцентриковым механизмом. Недостатком этой схемы является попеременно-возвратное движение по экрану изображения светящейся точки.

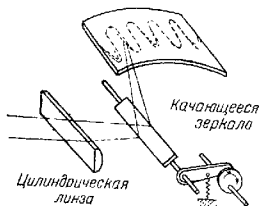


Рис. 79.

зеркалом. Достоинства этой схемы обеспечили ей широкое распространение. В этой схеме экран точно так же неподвижен. Движение изображения в направлении, перпендикулярном направлению колебаний, достигается посредством зеркального вращающегося барабана, представляющего собою правильную многогранную призму.

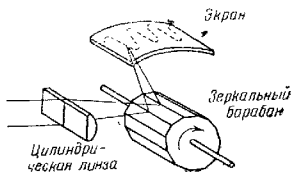


Рис. 80а.

На рис. 80а представлена схема с зеркальным барабаном в перспективе; на рис. 80б показано сочетание наблюдатель-

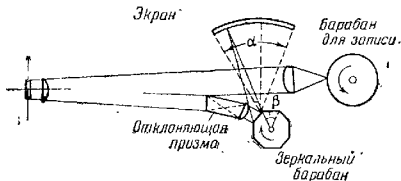


Рис. 80б.

ной системы с зеркальным барабаном с основной оптикой для фотозаписи. Заметим, что, для того чтобы изображение

на экране не обрывалось, необходимо, чтобы угол  $\alpha$  был больше или равен  $2\beta$ . В случае, если  $\alpha > 2\beta$ , возможны моменты, когда одно и то же изображение будет проектироваться двумя смежными зеркалами на различные участки экрана; поэтому, если  $\alpha$  будет значительно больше, нежели  $2\beta$ , на экране будет иметь место двойное изображение записи.

## § 18. Некоторые общие замечания

Ранее (§ 13 гл. IV) мы разобрали вопрос об искусственных приемах повышения светосилы оптической системы при фотозаписи. Разбирая энергетический баланс системы, мы установили, что независимо от повышения собственно светосилы оптической системы увеличение экспозиции может быть достигнуто также еще

и за счет увеличения светового пятна. При этом мы ориентировались на получение тонкой линии фотозаписи и обеспечение достаточной экспозиции при максимальных скоростях движения светового пятна, или, иными словами, на получение тонкой, непрерывной кривой фотозаписи. Мы уже видели, что при этих усло-

виях требования, предъявляемые к светосиле оптической системы, в особенности при более или менее высокой частоте колебаний, настолько возрастают, что не всегда представляется возможным их удовлетворить. В подобных случаях нередко приходится отказываться от получения тонкой непрерывной осциллограммы, допуская или прерывистость кривой в тех участках, где скорость движения светового пятна достигает максимальных значений, или уширение записи в точках, где движение светового пятна изменяется на обратное.

Остановимся более подробно на рассмотрении этого вопроса. Мы уже видели, что движение светового пятна относительно пленки, на которой производится запись, складывается из двух движений: из колебательного движения светового пятна вдоль некоторой прямой и из движения самой пленки в направлении, перпендикулярном направлению колебаний светового пятна (рис. 81). Максимальная скорость светового пятна имеет место в момент, когда световое пятно проходит через свое нулевое положение — точку  $M_0$ . В этом

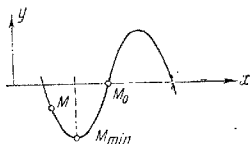


Рис. 81.  $y$ —направление колебаний,  $x$ —направление движения.

случае, как мы уже видели [из формулы (144) § 11 гл. III], скорость движения светового пятна относительно пленки определяется геометрической суммой скорости пленки и максимальной скорости светового пятна

$$v = \sqrt{v^2 + v_1^2}. \quad (201)$$

В случае же, когда световое пятно проходит точку максимального отклонения,  $M_{\min}$ -скорость светового пятна в направлении колебаний делается равной нулю. Поэтому скорость светового пятна относительно пленки делается равной скорости движения самой пленки:

$$v = v_1. \quad (202)$$

В этом случае величина экспозиции в точках  $M_{\min}$  определяется точно так же, как и в случае фотозаписи переменной плотности, с той лишь разницей, что величина плотности, получаемой при фотозаписи, обуславливается лишь возможностью получения фотоизображения, в то время как при фотозаписи переменной плотности является необходимым обеспечить экспозиционно некоторый, достаточно большой, диапазон плотностей.

Сама осциллограмма имеет в этом случае вид, представленный на рис. 82. Кривая фотозаписи получается прерывистой, однако по такой записи все же представляется возможным определить основные характеристики записываемых колебаний (амплитуду и др.). Заметим, что подобная запись может быть получена лишь при условии, что скорость движения пленки меньше (в несколько раз), нежели максимальная скорость колебательного движения светового пятна.

В некоторых случаях, тем не менее, получение подобной прерывистой осциллограммы является все же нежелательным. В случаях, когда кривая осциллограммы имеет неодинаковую ширину, уширяясь в точках, в которых световое пятно изменяет направление своего колебательного движения на обратное, прибегают к фотозаписи.

Для достижения такой фотозаписи необходимо, чтобы световое пятно имело форму прямоугольника с отношением сторон, равным отношению скорости пленки, на которой производится запись, и приближалось к максимальной скорости колебательного движения светового пятна. Кривая фотозаписи имеет вид, изображенный на рис. 83. Пунктиром показано два положения  $M_0$  и  $M_{\min}$  светового пятна; имеющего форму прямоугольника со сторонами  $a$  и  $b$ . Легко видеть (мы останавливаться на подробном доказательстве это-

го не будем), что изменение ширины фотозаписи при достаточно большом отношении  $\frac{b}{a}$  будет близко соответствовать этому же отношению. Заметим, что постоянство экспозиции в различных участках фотозаписи также зависит от отношения  $\frac{b}{a}$ . При увеличении этого отношения (и при соответствующем соотношении скоростей) изменение экспозиции в различных участках записи уменьшается.

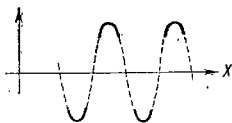


Рис. 82.

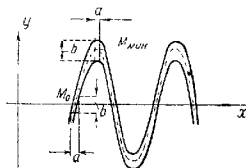


Рис. 83.

Выше (§ 12 гл. III) нами было установлено, что увеличение размеров светового пятна в направлении, перпендикулярном направлению колебаний, не увеличивает экспозиции при переходе светового пятна через начальное положение  $M_0$ . Инж. Френкелем было показано, что подобное увеличение ширины светового пятна вызывает пропорциональное увеличение экспозиции в точках  $M_{\min}$  изменения направления движения светового пятна.

Для достижения этой цели инж. Френкелем было предложено, сохраняя выходную апертуру цилиндрической линзы, удалять цилиндрическую линзу от барабана, на котором проходит фотобумага или фотопленка, создавая тем самым меньшее уменьшение светового окна модулятора.

В заключение, в качестве иллюстрации, рассмотрим расчет теоретического баланса при особо тяжелых условиях фотозаписи.

В качестве примера мы зададимся следующими требованиями к оптической системе:

1) оптический рычаг системы (чувствительность  $N$ ) прием равным 1 м;

2) отверстие светового окна модулятора прием равным 1 мм<sup>2</sup>;

3) количество записываемых колебаний в минуту—12 000 (200 колебаний в секунду);

4) максимальный размах колебаний  $2Y'_0 = 20$  мм;

5) скорость движения пленки выберем из расчета записи одного колебания на протяжении 2 мм  $v=400 \text{ мм/сек} = 24 \text{ м/сек}$ ;

6) материал, на котором производится фотозапись, тот же, что и в рассмотренных ранее примерах, — позитивная кинопленка, требующая освещенности  $H_{\min} = 5 \frac{\text{св/сек}}{\text{м}^2}$  (чувствительность  $S=12^\circ \text{ HD}$ );

7) наименьшая ширина записи  $2 \alpha'_i = 0,2 \text{ мм}$  (узкая запись);

8) в оптической системе теряется около 50% света ( $K=0,5$ ).

Определим произведение выходных апертур  $\alpha'_s \alpha'_i$ . Меридиональную апертуру (выходную апертуру цилиндрической линзы)  $\alpha'_i$  по соображениям расчетного порядка нельзя брать более 0,25. Сагиттальная апертура определится отношением половины стороны  $l$  отверстия светового окна модулятора к оптическому рычагу  $N$ :

$$\alpha'_s = \frac{l}{N} = \frac{0,5}{1000} = 0,0005,$$

произведение апертур  $\alpha'_s \alpha'_i$  будет равно

$$\alpha'_s \alpha'_i = 0,0005 \cdot 0,25 = 0,000125.$$

Определим время экспонирования  $\tau$ , исходя из прерывистой записи. Находим

$$\tau = \frac{2 \alpha'_i}{v} = \frac{0,2}{400} = 0,0005 \text{ сек.}$$

Пользуясь формулой (151) (§ 12 гл. III), определим потребную яркость  $B$  источника света:

$$B = \frac{H_{\min}}{\pi K \tau \alpha'_s \alpha'_i} = \frac{5}{3,14 \cdot 0,5 \cdot 0,0005 \cdot 0,000125} = \\ = \frac{5}{1,6 \cdot 0,0005 \cdot 0,000125 \cdot 10\,000} \text{ св/см}^2 = \frac{1}{0,01 \cdot 0,02} = 500 \text{ св/см}^2.$$

Подобная яркость не может уже быть достигнута в лампах накаливания; в этом случае необходимо использовать в качестве источника света дуговую лампу (яркость кратера  $18\,000 \text{ св/см}^2$ ).

Однако применение более светочувствительной эмульсии, например  $S=120^\circ \text{ HD}$  (в 10 раз более светочувствительной), снизит нам потребную яркость до  $500 \text{ св/см}^2$ , что уже возможно получить и в лампах накаливания (например заставляя работать лампочку для кинопередвижки с соответственным перекалом).



Перейдем к рассмотрению обеспечения непрерывной записи. Полагая допустимым расширение кривой фотозаписи в точках максимумов кривой до  $2\sigma'_S = 4 \text{ мм}$ , находим, пользуясь формулой (152) (§ 12 гл. III),

$$B = \frac{H_{\min} \omega y'_0}{\pi K \alpha'_S \alpha'_f 2\sigma'_S} = \frac{5 \cdot 2\pi \cdot 200 \cdot 10}{\pi \cdot 0,5 \cdot 0,000125 \cdot 4} \text{ св/см}^2 =$$

$$= \frac{10\,000}{0,000125 \cdot 10\,000} \text{ св/см}^2 = 8000 \text{ св/см}^2;$$

в этом случае яркость ламп накаливания оказывается недостаточной, и является потребность в использовании дуговой лампы или в использовании эмульсий еще более чувствительных (при увеличении чувствительности в 20 раз  $S = 240^\circ \text{ HD}$ , потребная яркость источника  $B$  будет равна  $400 \text{ св/см}^2$ , что вполне осуществимо).

Заметим, что для учета возможных дополнительных потерь (как, например, потери света вследствие загрязнения оптики, дополнительного расхода энергии вследствие потери чувствительности фотоэмульсии при долгом хранении пленки, уменьшении светоотдачи ламп и т. д.) необходимо увеличивать энергетический баланс всей системы в несколько раз. Весьма желательно при проектировании приборов для фотозаписи осуществлять упрощенный макет для экспериментальной проверки правильности расчета энергетического баланса.

## КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ. АБЕРРАЦИИ

### § 19. Глубина изображения. Дефокусировка

До сих пор мы в наших выводах полагали, что фотографическая эмульсия (или экран, на котором наблюдается изображение) в точности совпадает с плоскостью, в которой располагается изображение, создаваемое оптической системой. Однако практически всегда возможно несовпадение геометрического изображения с плоскостью фотоэмульсии.

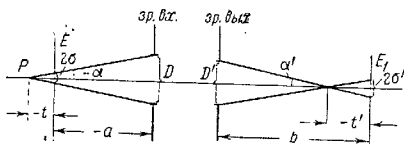


Рис. 84.

Такое несовпадение носит название дефокусировки. Между тем и при наличии некоторой дефокусировки представляется вполне возможным получение изображения достаточно хорошего качества. Подобное свойство оптической системы носит название „глубины“.

Предположим, что впереди (или позади) предметной плоскости  $E$ , изображаемой нашей оптической системой в плоскости  $E'$  (рис. 84), находится некоторая светящаяся точка  $P$ . Изображение этой точки  $P'$  расположится впереди (позади) плоскости  $E'$ . Пучки лучей, проходящие через точки  $P$  и  $P'$ , образуют при пересечении с плоскостями  $E$  и  $E'$  так называемые кружки рассеяния (при круглых зрачках входа и выхода  $D$  и  $D'$ ) диаметром  $2d$  и  $2d'$ . Полагая расстояния точек  $P$  и  $P'$  от плоскостей  $E$  и  $E'$  соответственно

равными  $t$  и  $t'$  (на рисунке отрезки  $t$  и  $t'$  отрицательны), мы можем записать, пренебрегая величинами  $t$  по отношению к величинам  $a$  и  $b$  (дефокусировка незначительна):

$$\frac{2\delta}{t} = \frac{D'}{a}; \quad \frac{2\delta'}{t'} = \frac{D'}{b}; \quad (203)$$

отношение величин  $\frac{D}{a}$  и  $\frac{D'}{b}$  будет равно (опять-таки пренебрегая ошибками высшего порядка малости) удвоенным входной и выходной апертурам  $2\alpha$  и  $2\alpha'$ ; поэтому

$$\frac{2\delta}{t} = 2\alpha; \quad \frac{2\delta'}{t'} = 2\alpha'. \quad (204)$$

Определяя величины  $t$  и  $t'$ , находим

$$t = \frac{\delta}{\alpha}; \quad t' = \frac{\delta'}{\alpha'}. \quad (205)$$

Величины  $\delta$  и  $\delta'$  и  $\alpha$  и  $\alpha'$  в случае, если система находится в воздухе, связываются между собой линейным увеличением  $V$ . Таким образом величины  $t$  и  $t'$  будут связаны друг с другом следующим соотношением:

$$\frac{t'}{t} = V^2. \quad (206)$$

Формулы (205) и (206) позволяют нам определить глубину пространства изображения  $t'$  и пространства предметов  $t$ . Действительно, задаваясь кружком рассеяния  $2\delta'$ , мы, зная выходную апертуру  $\alpha'$ , можем определить глубину  $t'$  (вправо и влево от плоскости изображения  $E'$ ). Так, полагая допустимым кружок рассеяния  $2\delta = 0,1$  мм на пределе разрешающей способности невооруженного глаза с расстояния наилучшего зрения, находим для примера, рассмотренного в предыдущем параграфе для  $\alpha'_s$  (для сагиттальной плоскости),

$$t'_s = \frac{0,1}{0,001} = 100 \text{ мм}$$

для  $\alpha'_i$

$$t'_i = \frac{0,1}{0,5} = 0,2 \text{ мм.}$$

Предметная глубина  $t_s$  сагиттальной плоскости будет равна по своей величине глубине изображения  $t'_s$ ; глубина же в меридиональной плоскости определится, на основании формулы (206):

$$t_i = \frac{t'_i}{V_i^2}. \quad (207)$$

Величина  $V_t$  для рассмотренного нами примера будет равна

$$\frac{2\sigma'}{2l} = \frac{0,2}{1,0} = 0,2.$$

Поэтому предметная глубина  $t_t$  будет равна

$$t_t = \frac{t'_t}{0,2^2} = \frac{0,2}{0,2^2} = 5 \text{ мм.}$$

Эти результаты показывают нам, что установка цилиндрической линзы относительно барабана должна производиться с достаточной степенью точности и достаточно надежно; наоборот, в расположении светового окна модулятора относительно цилиндрической линзы могут быть допущены большие погрешности.

## § 20. Монохроматические аберрации. Сферическая аберрация

Во всех предшествовавших рассуждениях мы считали, что гомоцентрическому пучку лучей в пространстве предметов соответствует также гомоцентрический пучок в пространстве изображений. Нами было доказано, что для одной преломляющей поверхности, а следовательно, и для центрированной оптической системы вообще, для всех лучей, обладающих достаточно малыми углами падения и преломления на всех преломляющих поверхностях системы, а также обладающих и малыми углами пересечения с осью системы, условия сопряженности гомоцентрических пучков выполняются автоматически. Займемся теперь рассмотрением пучка лучей, исходящего из точки, лежащей на оси системы, полагая, однако, что лучи этого пучка уже не образуют малых углов с осью системы и малых углов падения и преломления на поверхностях системы, иными словами, рассмотрим так называемый широкий пучок лучей (рис. 85).

Предположим, что из некоторой точки  $A$  на оси системы исходит широкий пучок лучей, падающих на нашу систему на разных высотах  $h_0, h_1, h_2$  и т. д.

По выходе из системы все эти лучи уже не будут пересекаться в одной точке (как это имело место для нулевых лучей, имевших высоты  $h_0$  близкими к нулю), а будут пересекать ось системы в различных точках  $A'_1, A'_2$  и т. д., располагаясь в зависимости от высоты  $h$  входа рассматриваемого луча в систему.

Расстояния  $\Delta_1, \Delta_2$  и т. д. точек  $A'_1, A'_2$  от точки  $A'_0$  (точка пересечения нулевых лучей с осью), являющейся изобра-

жением точки  $A$  по законам солинейного сродства, носят название продольной сферической aberrации; величины же  $\sigma$ , определяющие величину кружка, играющего роль изображения точки  $A$  для рассматриваемого луча, и являющиеся расстоянием точек пересечения луча с плоскостью  $E$  изображения для нулевых лучей от оси системы, носят название

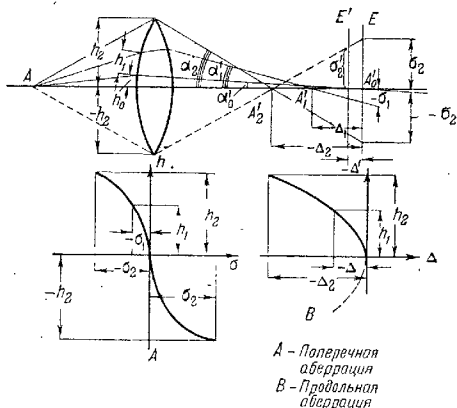


Рис. 85.

поперечной сферической aberrации. Продольная и поперечная aberrации могут быть представлены как функции от высот  $h$  входа лучей в систему, а также и как функции от угла пересечения  $\alpha$ -лучей по выходе из системы. Эти зависимости обычно представляют графически, откладывая по оси ординат величины  $h$  или  $\alpha$ , а по оси абсцисс величины самих aberrаций  $\Delta$  или  $\sigma$ . На рис. 85 представлены как поперечная, так и продольная aberrации системы (графики  $A$  и  $B$ ).

Легко устанавливается зависимость между продольной и поперечной aberrациями. Рассматривая луч с координатами  $h_1$  и  $\alpha'$ , из рисунка имеем

$$\sigma = \Delta \operatorname{tg} \alpha'. \quad (208)$$

Кроме того, весьма просто установить зависимость между поперечными aberrациями  $\sigma'$  в какой-либо плоско-

сти  $E'$ , отстоящей на величину  $\Delta'$  от плоскости  $E$ , и продольными aberrациями  $\Delta$ . Имеем

$$\sigma = (\Delta - \Delta') \operatorname{tg} \alpha'. \quad (209)$$

Пренебрегая в случае малости  $\alpha'$  членами в разложении в ряд  $\operatorname{tg} \alpha'$ , содержащими  $\alpha'$  в степенях выше второй, получаем из формул (208) и (209) две широко применяющиеся приближенные формулы

$$\sigma = \Delta z \text{ и } \sigma' = (\Delta - \Delta') \alpha'. \quad (210)$$

Вследствие центрированности системы величины продольной сферической aberrации не зависят от знака  $h$  или  $\alpha'$ . Таким образом продольная сферическая aberrация является четной функцией от  $h$  и  $\alpha'$ ; поперечная же сферическая aberrация, в силу формулы (208), будет являться нечетной

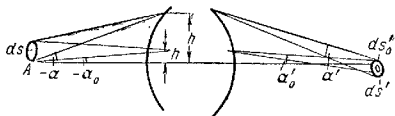


Рис. 86.

функцией от  $h$  или  $\alpha'$  (поперечная aberrация изменяет знак, при изменении знака  $h$  или  $\alpha'$ , на обратный). Подбором соответствующего смещения  $\Delta'$  плоскости  $E'$  можно изменить величины  $\sigma'$  по сравнению с величинами  $\sigma$  при одних и тех же продольных aberrациях. Вследствие этого величина геометрического кружка рассеяния, являющегося изображением точки  $A$ , будет зависеть не только от продольной сферической aberrации, но также и от положения плоскости  $E'$ , в которой рассматривается изображение.

**Закон синусов. Кома.** Предположим, что мы имеем систему, в которой для некоторого положения точки  $A$  уничтожена сферическая aberrация (рис. 86). Рассмотрим изображение некоторого элемента  $dS$ , расположенного в точке  $A$  на оси системы. Изображение  $ds'_0$  этого элемента для лучей, идущих вблизи оси системы (на высоте  $h_0$ ), будет совпадать, очевидно, по своему положению с изображением  $ds'$ , создаваемым лучами, входящими в систему на большом расстоянии (высоте  $h$ ) от оси системы. Однако оба эти изображения  $ds'_0$  и  $ds'$  окажутся равными друг другу

лишь в том случае, когда увеличения для лучей, идущих на различных высотах  $h_0$  и  $h$ , будут одинаковыми. Это условие постоянства увеличения для различных лучей одного и того же пучка впервые было установлено проф. Е. Аббе и носит название условия синусов:

$$V = \frac{n \sin \alpha}{n' \sin \alpha'} = \text{const}, \quad (211)$$

где  $n$  и  $n'$  — коэффициенты преломления до и после системы и  $\alpha$  и  $\alpha'$  — углы лучей с осью также до и после системы.

Несоблюдение условия Аббе даже и при отсутствии сферической аберрации будет иметь следствием нерезкость изображения  $dS'$  элемента  $dS$ , так как это изображение будет составлено из множества несовпадающих друг с другом по величине изображений, создаваемых лучами, идущими на различных высотах.

Несоблюдение условия синусов в случае, когда точка лежит вне оси системы, будет иметь следствием появление так

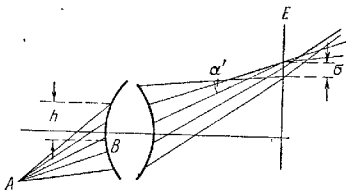


Рис. 87.

называемой аберрации комы, подобной сферической аберрации, но несимметричной относительно центрального луча  $AB$  наклонного пучка (рис. 87). Поперечная кома определяется отстоянием  $\varepsilon$  точек пересечения лучей с некоторой плоскостью  $E$  от точки пересечения центрального луча с той же плоскостью. Поперечная кома отличается от поперечной сферической аберрации тем, что является (когда кома существует в чистом виде, при отсутствии других аберраций) четной функцией от величины  $h$  или  $\alpha'$ , отсчитываемых уже теперь от центрального луча наклонного пучка (так называемого главного луча пучка).

Заметим, что кома может существовать при больших наклонах и при соблюдении условия синусов.

Кривизна поверхности изображения. Астигматизм. Рассматривая аберрации точки, лежащей вне оси системы (аберрации наклонного пучка), нетрудно себе представить, что изображение  $P'$  некоторой точки  $P$  (рис. 88), принадлежащей предметной плоскости  $E$ , пересекающей в точке  $A$  ось системы, не будет, вообще говоря, лежать в плоскости  $E'_0$ , являющейся изображением плоскости  $E$  по

законам солинейного сродства. При перемещении точки  $P$  вдоль плоскости  $E$  (например в положение  $P'$ ) изображение этой точки будет перемещаться в пространстве изображений. Таким образом при перемещении точки  $P$  от  $P$  до  $A$  изображение этой точки опишет кривую  $P'P_1A'$ , которая будет

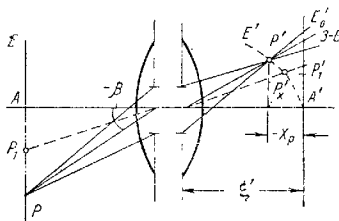


Рис. 88.

представлять собою изображение прямой  $PA$ . Исходя из наблюдения полной симметрии вокруг оси системы, приходим к выводу, что изображением плоскости  $E$  в пространстве изображений будет являться некоторая поверхность вращения  $E'$  с криволинейной образующей. Таким образом изображение плоскости окажется искривленным. Эта aberrация носит название кривизны поля. Как пример такого рода системы можно привести концентрическую линзу (шар) (рис. 89).

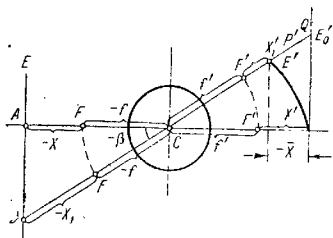


Рис. 89.

Для такой линзы любая прямая (например  $PQ$ ), проходящая через ее центр, может рассматриваться как ось, причем фокусные длины для этой оси  $PQ$  и положение фокусов  $F$  и  $F'$  относительно центра  $C$  линзы будут тождественны с фокусными длинами для основной оси  $AA'$ .

Из рисунка видно, что расстояния  $-x$  и  $-x_1$  точек  $A$  и  $P$  от передних фокусов не будут равны друг другу; будет иметь место (учитывая знаки)

$$x_1 < x. \quad (212)$$

Пользуясь дважды формулой (20) Ньютона (§ 2 гл. I), находим

$$x' = \frac{ff'}{x} \quad \text{и} \quad x'_1 = \frac{ff'}{x_1}. \quad (213)$$



Разделяя оба выражения друг на друга, получаем

$$\frac{x'_1}{x'} = \frac{x}{x_1}. \quad (214)$$

В случае, если  $x$  и  $x_1$  одного знака (например оба отрицательны), отношение  $x$  и  $x_1$  будет равно отношению их абсолютных величин, т. е.

$$\frac{x}{x_1} = \frac{|x|}{|x_1|} < 1, \quad (215)$$

так как при отрицательных  $x$  и  $x_1$  на основании формулы (212) имеет место  $|x_1| > |x|$ , что вполне соответствует рисунку. Входя с (215) в формулу (214), находим

$$\frac{x'_1}{x'} = \frac{x}{x_1} < 1 \text{ или } x'_1 < x'. \quad (216)$$

С другой стороны, для того, чтобы точка  $P'$  оказалась на плоскости  $E'_0$ , необходимо (но не достаточно), как это можно видеть из рисунка, чтобы соблюдалось неравенство

$$x'_1 > x'. \quad (217)$$

Это противоречит формуле (216).

Тем самым доказывается возможность получения изображения  $P'$  точки  $P$ , принадлежащей плоскости  $E$ , вне сопряженной ей по законам солинейного сродства плоскости  $E'_0$  или, иначе говоря, доказывается возможность получения искривленного изображения. Определение кружка рассеяния в случае наличия одной только кривизны ничем не отличается от определения кружков рассеяния в случае дефокусировки [формулы (204) и (205) предыдущего параграфа]; величина глубины определяет собой допуск на величину  $x$  искривления поля.

**Астигматизм.** Мы уже познакомились (§ 13 гл. IV) с возможностью образования изображений в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (сагиттальной и меридиональной). Подобное явление может иметь место и вследствие нецентрированности наклонного пучка. Строя две взаимно перпендикулярные плоскости (меридиональную и сагиттальную) вокруг главного луча, мы будем иметь различное положение для лучей, лежащих в этих плоскостях (рис. 90). Лучи 2 и 4 лежат в меридиональной плоскости и пересекают главный луч в точке  $A'_i$ ; сагиттальные лучи 1 и 3 пересекают главный луч в точке  $A'_s$ , не совпадающей с точкой  $A'_i$ . В силу этого изображение светящейся точки в точке  $A'_i$  представит-

ся в виде горизонтальной прямой линии, в точке же  $A'_S$  — в виде вертикально расположенной прямой.

В других точках кружок рассеяния будет принимать различные формы, показанные на рисунке отдельно.

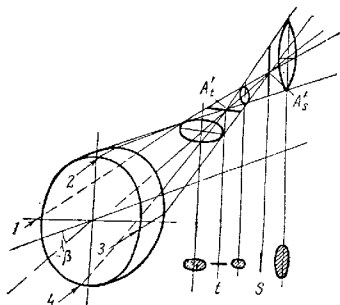


Рис. 90.

Следствием наличия астигматизма является невозможность получения изображения светящейся точки в форме точки.

Рассмотрим картину изображения предмета, имеющего форму креста и ряда concentric окружностей, с центром на оси системы в случае наличия астигматизма (рис. 91, а, б и в).

В случае, когда сагиттальное изображение совпадает с

плоскостью  $E'_0$  изображения, получаемого по законам линейного сродства, изображением некоторой точки  $P$ , как это мы видели, является прямолинейный отрезок, направленный

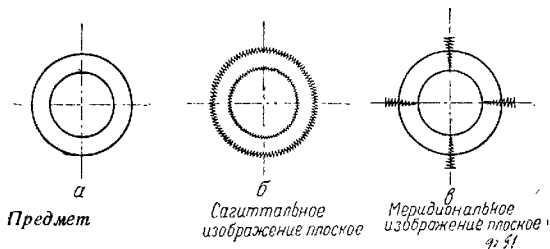


Рис. 91.

ный к центру изображения. В силу этого изображения точек, находящихся на радиальных прямых предмета, будут накладываться друг на друга, что, сохраняя толщину ради

альных линий изображения, вызовет лишь некоторое удлинение этих линий.

Иная картина получится для концентрических окружностей; в этом случае прямолинейные изображения точек уже не будут налагаться друг на друга; вследствие этого концентрические окружности получатся не резкими (изображение *б*). Путем аналогичных рассуждений приходим к выводу, что в том случае, когда меридиональное изображение совпадает с плоскостью, резкими будут получаться концентрические окружности; радиальные же прямые будут размытыми на концах (так как в центре поля астигматизм, равно как и другие полевые aberrации, отсутствует). Графически астигматизм и кривизну поля представляют как функцию угла поля зрения  $\beta$ , откладывая по оси абсцисс величины отстояния соответственных сагиттальных и меридиональных точек  $x_s$  и  $x_t$  от плоскости изображения, получаемой по законам солинейного сродства, а по оси ординат—углы  $\beta$  (рис. 92).

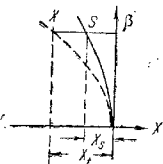


Рис. 92.

**Дисторсия.** До сих пор мы рассматривали aberrации, которые вызывали ту или иную нерезкость изображения, не говоря вовсе о возможности искажения изображения. Aberrация, вызывающая искажение изображения, называется дисторсией. Дисторсия является отступлением от постоянства линейного увеличения для различных точек, лежащих в плоскости изображения (в отличие от непостоянства увеличения для различных лучей, исходящих из одной и той же точки, как это имело место для aberrации против закона синусов). Поэтому, обозначая через  $V$  реальное линейное увеличение для точки, расположенной на расстоянии  $Y$  от оси, и через  $V_0$  линейное увеличение для рассматриваемой плоскости по законам солинейного сродства, можно представить относительную дисторсию  $\Delta$  в следующем виде:

$$\Delta = \frac{V - V_0}{V_0}. \quad (218)$$

Заменим

$$V = \frac{Y'}{Y} \quad \text{и} \quad V_0 = \frac{Y'_0}{Y_0},$$

где  $Y'$  величина реального отстояния изображения точки от оси системы. Имея в виду, что  $Y = Y_0$ , находим

$$\Delta = \frac{Y_0}{Y'_0} \left( \frac{Y'}{Y_0} - \frac{Y'_0}{Y_0} \right) = \frac{Y' - Y'_0}{Y_0} = \frac{\Delta Y'}{Y_0}, \quad (219)$$

где  $\Delta Y'$ —абсолютная дисторсия—представляет собою некоторую функцию расположения  $Y_0$  предметной точки или функцию расположения неискаженного изображения  $Y'_0$ , получаемого по законам солннейного сродства. В случае,

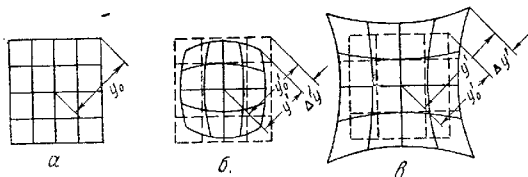


Рис. 93.

а—предмет; б—дисторсия бочкообразная; в—дисторсия подушкообразная; пунктиром показано неискаженное изображение.

если  $\Delta < 0$  (относительная дисторсия отрицательна), мы получаем так называемую бочкообразную дисторсию (рис. 93, б): в случае же  $\Delta > 0$  имеет место так называемая подушкообразная дисторсия (рис. 93, в).

Графическое изображение дисторсии представлено на рис. 94.

## § 21. Хроматизм

Свет, излучаемый тем или иным источником, обычно бывает неоднородным (не монохроматическим) по своему составу; так, например, все температурные излучатели испускают свет, содержащий в себе излучения всего видимого (а частично и невидимого) спектра. В силу этого оптические системы должны создавать изображение для лучей, имеющих различную длину волны.

Коэффициенты преломления оптического стекла, как известно, зависят от длины волны (цвета) преломляемого светового потока. Эта зависимость, в общем случае, носит название дисперсии стекла. Оптическое стекло обладает так называемой нормальной дисперсией, при которой коэффициенты преломления возрастают с уменьшением длины волны. Приведем таблицу длин волн, охватывающих видимый спектр, с которыми наиболее часто приходится иметь дело.



Рис. 94. График дисторсии.

Линия спектра	A'	C	D	F	G'
Длина волны в $\mu\text{p}$ . . . .	768,2	656,3	589,3	486,1	434,1

Для обыкновенных стекол (крон С-14) имеем следующие значения коэффициентов  $n_D$ ,  $n_C$  и  $n_F$  для линий D, C и F спектра С-14:  $n_D=1,5163$ ;  $n_C=1,51385$ ;  $n_F=1,52191$ ;  $n_F-n_C=0,00806$ ;  $\nu=64,0$ .

Для обыкновенного флинта, например С-8, имеем С-8  $n_D=1,6129$ ;  $n_C=1,60814$ ;  $n_F=1,62474$ ;  $n_F-n_C=0,01660$ ,  $\nu=36,9$ .

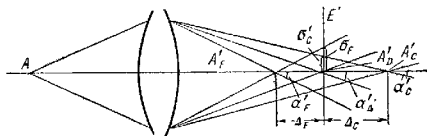


Рис. 95.

В практике обычно под дисперсией понимают величины разностей  $n_D-n_C$ ;  $n_F-n_C$  и т. д.; дисперсию  $n_F-n_C$  называют основной.

Приведенная выше величина  $\nu$  носит название числа Аббе и представляет собою отношение

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}. \quad (220)$$

Величина, обратная числу Аббе, называется относительной дисперсией

$$\frac{1}{\nu} = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}. \quad (221)$$

Всякая оптическая система, обладая для каждой длины волны соответственными коэффициентами, будет иметь для этой же длины и соответственные положения и величину изображения, аберраций и т. д. Это явление носит общее название хроматизма.

Рассмотрим, как влияет на качество изображения (рис. 95) несовпадение изображения по положению для различных длин волн. В этом случае изображения некоторой точки А,

находящейся на оси системы, получатся для каждого из цветов спектра лежащими в различных точках  $A'_F, A'_D, A'_C$  и т. д. Помещая экран  $E'$  в точке изображения, соответствующей какой-либо одной длине волны (например  $D$ ), мы получим резкое изображение точки  $A$  для выбранного нами цвета. Для других цветов (например  $C$  и  $F$ ) вместо резкого изображения получатся некоторые кружки рассеяния  $2\sigma_C$  и  $2\sigma_F$ . Величины  $\sigma_C$  и  $\sigma_F$  вычисляются аналогично сферической

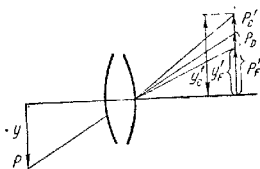


Рис. 96.

абберации, с той лишь разницей, что величины продольных хроматических aberrаций (хроматизм положения)  $\Delta_C$  и  $\Delta_F$  будут оставаться постоянными. Устранение хроматизма положения, или, как говорят, удовлетворение первого условия ахроматизации, еще не дает полной ахроматизации системы, так как может оказаться неудовлетворенным второе условие ахроматизации и в силу этого существовать так называемый хроматизм увеличения (рис. 96). В этом случае изображения для различных цветов совпадают друг с другом по положению, но не совпадают по величине; так, например, одна и та же точка  $P$  будет получать изображение для цветов  $C, D, F$  соответственно в точках  $P'_C, P'_D, P'_F$ , и изображением точки будет являться некоторая спектральная полоска. Составляя отношения расстояний  $Y'_C, Y'_D, Y'_F$  точек  $P'_C, P'_D, P'_F$  от оси системы к величине предмета  $Y$ , мы, очевидно, получим увеличения для соответственных линий спектра  $V_C, V_D$  и  $V_F$ .

Составим разность увеличений  $V_F$  и  $V_C$ . Имеем

$$V_F - V_C = \frac{Y'_F}{Y} - \frac{Y'_C}{Y} = \frac{Y'_F - Y'_C}{Y}. \quad (222)$$

Пользуясь выражением увеличения для цвета  $D$ ,  $V_D$ , находим:

$$\frac{V_F - V_C}{V_D} = \frac{\Delta V}{V} = \frac{Y'_F - Y'_C}{Y} \cdot \frac{Y}{Y'_D} = \frac{Y'_F - Y'_C}{Y'_D} = \text{const.} \quad (223)$$

Откуда

$$\delta Y' = Y'_F - Y'_C = \frac{\Delta V}{V} Y'_D. \quad (224)$$

Из формулы (224) следует, что при малых  $Y'_D$  разность  $\delta Y'$  (если и  $\Delta V$  мало) делается величиной высшего порядка малости; поэтому в центральной части поля, даже и при неудовлетворенном втором условии ахроматизации, изображение получится неокрашенным.

Перейдем к рассмотрению хроматизма тонкой линзы в воздухе.

В § 3 гл. I мы имели следующее выражение (53) для силы линзы:

$$\varphi = \frac{1}{f'} = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (225)$$

Дифференцируя  $\varphi$  по  $n$  логарифмически, получаем

$$\frac{d\varphi}{\varphi} = -\frac{df'}{f'} = \frac{dn}{n-1} = \frac{1}{v}, \quad (226)$$

так как дифференциал  $n$  можно рассматривать, как разность коэффициентов. Отсюда следует далее

$$d\varphi = \frac{\varphi}{v} \quad \text{и} \quad df' = -\frac{f'}{v}. \quad (227)$$

Для тонкой линзы главные плоскости совпадают с самой линзой. Поэтому разность фокусных длин, если предмет находится на бесконечности, в этом случае будет равна разности последних отрезков  $P'$ , т. е. хроматизму положения  $\Delta P'$ . Таким образом, полагая, что линза изготовлена из обыкновенного крона (С-14) и имеет, например, фокусную длину, равную 500 мм, нетрудно определить хроматизм положения. Имеем

$$\Delta P' = \Delta f' = -\frac{f'}{v} = -\frac{500}{64} = -7,8 \text{ мм.}$$

Определим хроматизм системы двух тонких соприкасающихся линз. В этом случае сила системы будет [формула (54) § 3 гл. I] при  $d=0$

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2. \quad (228)$$

Принимая во внимание формулу (227), дифференцируя, находим

$$d\varphi = d\varphi_1 + d\varphi_2 = \frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2}; \quad (229)$$

для отсутствия хроматизма необходимо

$$d\varphi = 0 = \frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2}. \quad (230)$$

Откуда следует:

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_2} = -\frac{v_1}{v_2}, \quad (231)$$

т. е. отношение сил линз, из которых состоит система, должно быть равно отношению чисел Аббе для стекол, из которых изготовлены линзы, взятому с обратным знаком. Числа Аббе всегда положительны; поэтому силы линз должны иметь разные знаки. В качестве примера рассмотрим ахроматизацию системы с  $f' = 100$  мм из двух линз, изготовленных из стекол  $n_f$  С-14 и  $n_2$  С-8.

Имеем

$$\varphi = \frac{1}{100} = \varphi_1 + \varphi_2; \quad \varphi_1 = -\frac{v_1}{v_2} \varphi_2;$$

$$\varphi = \frac{1}{100} = -\left(\frac{64}{36} - 1\right) \varphi_2 = -\frac{7}{9} \varphi_2; \quad \varphi_2 = -\frac{9}{7 \cdot 100} = -0,0128;$$

$$f'_2 = -78,0; \quad \varphi_1 = \varphi - \varphi_2 = 0,01 + 0,0128 = 0,0228; \quad f'_1 = 44,0.$$

## § 22. Дифракция

Положения геометрической оптики, как известно, не могут служить для объяснения всех существующих оптических явлений; так, например, явление дифракции (присутствие света в геометрической тени  $a$ ) (рис. 97) является противоречащим основным законам геометрической оптики и может быть объяснено лишь с точки зрения волновой

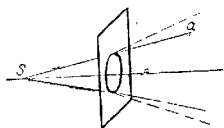


Рис. 97.

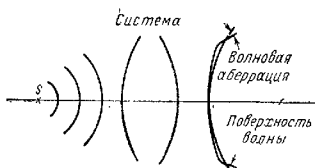


Рис. 98.

теории света. Волновая теория рассматривает распространение света как распространение колебательного движения от одних точек эфира к другим. Поэтому всегда существует множество точек, имеющих одинаковую фазу колебания в некоторый момент времени  $t$  и образующих некоторую поверхность, называемую поверхностью уровня фазы или волновой поверхностью. Далее, волновая теория учит нас, что геометрический луч есть нормаль к волновой поверхности. Таким образом, если в среде, окружающей светящуюся точку, свет распространяется с одинаковой скоростью по всем направлениям, то волновые поверхности будут иметь форму сфер, описанных из светящейся точки как из



центра. Далее, не трудно себе представить, что такая вошедшая в оптическую систему сферическая волновая поверхность, по выходе из системы, в общем случае, уже не будет иметь сферической формы; отступления такой выходящей волновой поверхности от сферы носят названия волновых aberrаций (рис. 98). Волновые aberrации могут быть определены, если известны геометрические aberrации системы; однако останавливаться здесь на рассмотрении этого вопроса мы не будем.

Перейдем к рассмотрению дифракционного изображения при отсутствии геометрических aberrаций. В этом случае выходящая из системы волновая поверхность будет иметь форму сферы; волновая aberrация будет отсутствовать. Изображением в этом случае должна являться геометрическая точка; однако тогда плотность энергии в этой точке (так как волновая поверхность несет некоторое конечное количество энергии) была бы бесконечно велика; это противоречит основным положениям физики и, следовательно, не может иметь места. На самом деле, световая энергия распределяется известным образом на плоскости в окрестности точки геометрического изображения. Это распределение зависит от величины апертуры и формы выходящего из оптической системы пучка лучей. Так, в случае, если выходящий пучок имеет форму кругового конуса с апертурой  $\alpha'$ , дифракционная картина имеет форму светлого пятна с центром в точке геометрического изображения, окруженного рядом светлых и темных колец. Распределение энергии в дифракционной картине вдоль какой-либо прямой, проведенной из центра картины, происходит по бесселевой функции первого порядка. Эта зависимость представлена графически на рис. 99. По оси ординат отложена освещенность в различных точках плоскости, на которой создается дифракционная картина; по оси абсцисс отложена некоторая величина  $\bar{x}$ :

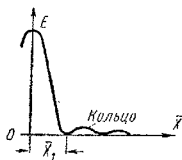


Рис. 99.

$$\bar{x} = \frac{2\pi n'}{\lambda} \alpha' r', \quad (232)$$

связывающая между собой выходную апертуру  $\alpha'$ , расстояние  $r'$  рассматриваемой точки от геометрического изображения, длину волны  $\lambda$  и коэффициент преломления последней среды  $n'$ . Рассматривая рис. 99, мы видим, что в центре дифрак-

ционной картины у нас имеется максимум освещенности; затем при некотором  $\bar{x}=\bar{x}_1$  освещенность падает до нуля (первое темное кольцо); далее имеет место следующий максимум (первое светлое кольцо) и т. д. Максимум в первом светлом кольце весьма незначителен по отношению к центральному максимуму; остальные максимумы, по мере удаления от центра, точно так же последовательно уменьшаются; в силу этого рассмотрение распределения энергии в кольцах практического интереса не представляет.

Величина, соответствующая первому минимуму, равна:

$$\bar{x}_1 = 3,8317 = \frac{2\pi n'}{\lambda} a' r'_1. \quad (233)$$

Полагая  $n'=1$ , находим

$$r'_1 = \frac{\bar{x}_1 \lambda}{2\pi a'} = 0,61 \frac{\lambda}{a'} \quad (234)$$

и диаметр светлого центрального пятна

$$2r' = 1,22 \frac{\lambda}{a'}. \quad (234a)$$

В случае, если выходящий из системы пучок лучей имеет форму пирамиды с прямоугольным основанием (например после цилиндрической линзы), распределение освещенности выражается более простой формулой:

$$E = E_0 \frac{\sin^2 \bar{x}_t}{\bar{x}_t^2} \cdot \frac{\sin^2 \bar{x}_s}{\bar{x}_s^2}, \quad (235)$$

где  $E_0$  — освещенность в точке геометрического изображения; величины же  $\bar{x}_t$  и  $\bar{x}_s$  аналогично  $\bar{x}$  в случае круглого конуса связывают между собой величины

$$\bar{x}_t = \frac{2\pi n'}{\lambda} a'_t r'_t; \quad \bar{x}_s = \frac{2\pi n'}{\lambda} a'_s r'_s. \quad (235a)$$

Первые минимумы в сагиттальном и меридиональном направлениях будут иметь место при  $\bar{x}_t$  и  $\bar{x}_s$ , равных  $\pi$ ; для этого необходимо, чтобы

$$\frac{2a'_t r'_t}{\lambda} n' = 1 \quad \text{и} \quad \frac{2a'_s r'_s}{\lambda} n' = 1; \quad (235b)$$

на основании формулы (235b) нетрудно определить размеры центрального прямоугольника дифракционной картины (диф-

ракционная картина имеет вид системы правильно расположенных прямоугольников); находим

$$2r'_t = \frac{\lambda}{2n'\alpha'_t} \quad \text{и} \quad 2r'_s = \frac{\lambda}{2n'\alpha'_s}. \quad (236)$$

Определим порядок величин. Полагая  $\lambda = 0,0005$  мм и выходные апертуры  $\alpha'_t$  и  $\alpha'_s$  соответственно последнему разобранным нами примеру (§ 18 гл. V) равными

$$\alpha'_t = 0,25 \quad \text{и} \quad \alpha'_s = 0,0005,$$

находим, при  $n' = 1$ ,

$$2r'_t = \frac{0,0005}{0,5} = 0,001; \quad 2r'_s = \frac{0,0005}{0,001} = 0,5 \text{ мм.}$$

Эти величины показывают нам, что ширина записи в ее тонких частях лимитируется размером светового окна модулятора и уменьшенном, даваемым цилиндрической линзой; наименьшая же ширина записи в ее широких частях будет лимитироваться дифракцией.

---

## НЕКОТОРЫЕ ПРАКТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

## § 23. Аберрации простой линзы

В оптических системах для фотозаписи колебаний широко применяются простые плосковыпуклые линзы. Это объясняется тем, что во многих случаях условия, в которых работают такие линзы, настолько благоприятны (например малая выходная апертура, малое поле зрения линз, играющих роль главного объектива в автоколлимационных системах с большим оптическим рычагом), что обыкновенная плосковыпуклая линза может удовлетворить своими аберрациями этим условиям. С другой стороны, изготовление цилиндрической оптики, состоящей из нескольких линз, настолько затруднительно в силу чисто технологических причин, что и в этом случае представляется всегда желательным обойтись простыми плосковыпуклыми линзами. В силу этих соображений мы приведем значения главнейших аберраций таких линз.

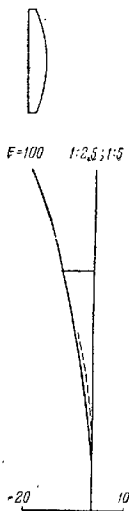


Рис. 100.

Сферическая аберрация плосковыпуклой линзы, обращенной плоскостью к параллельному ходу лучей (рис. 100). Величины сферической аберрации (продольной) даны до относительного отверстия 1:2,5 (выходная апертура до 0,2) при фокусном расстоянии  $f' = 100$  мм. Линза имеет следующие данные:

$$\begin{aligned} r_1 &= \infty; \\ r_2 &= -51,63; \\ d &= \text{произвольное}; \\ n &= 1,5163; \\ &\text{стекло С-14.} \end{aligned}$$

До относительного отверстия 1:5 (выходная апертура 0,1) сферическая аберрация с высокой степенью точности (пунк-

тирная кривая) может быть определена по приближенным формулам Зейделя. Для такой плосковыпуклой линзы формула сферической aberrации по Зейделю принимает следующий вид:

$$\Delta P' = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{\left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 f'} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{(\alpha')^2 f'}{\left(1 - \frac{1}{n}\right)^2}. \quad (237)$$

В частности для стекла С-14 получаем ( $n = 1,5163$ )

$$\Delta P' = -4,33 f' (\alpha')^2.$$

Эта формула при  $\alpha' = 0,1$  дает расхождение с действительной aberrацией (при  $f' = 100$  мм), равное 0,06 мм.

При выходной апертуре порядка 0,01 сферическая aberrация такой линзы делается равной 0,04 мм при  $f' = 100$  мм. Увеличение фокусного расстояния, даже до 1 м, точно так же еще не вызовет увеличения aberrации, выходящей из пределов 0,5 мм. Таким образом сферической aberrацией таких линз при малых апертурах (когда линза играет роль главного объектива) практически можно пренебречь.

Сферическая aberrация плосковыпуклой линзы, обращенной выпуклостью к параллельному ходу, несколько меньше, нежели в рассмотренном уже случае (рис. 101). Данные линзы следующие:

$$r_1 = 51,63;$$

$$r_2 = \infty;$$

$$f' = 100 \text{ мм};$$

$$d = 5,0;$$

$$n = 1,5163;$$

стекло С-14.



$F=100 \quad 1:2,5$



Рис. 101.

Сферическая aberrация такой линзы по Зейделю будет равна

$$\Delta P' = -\frac{1}{2} \left[ \frac{v^4}{(1-v)^2} + 1 - v^2 \right] (\alpha')^2 f', \quad (238)$$

где  $v = \frac{1}{n}$  и численно

$$\Delta P' = -1,10 f' (\alpha')^2.$$

Таким образом сферическая aberrация в этом случае уменьшается по сравнению с предыдущим примерно вчетверо.

При фокусном расстоянии  $f' = 20$  мм сферическая aberrация подобной линзы при относительном отверстии 1:3,5 (апертура 0,14) достигает всего 0,4 мм; геометрический кружок рассеяния несколько превышает 0,1 мм. Эти величины позволяют применять подобную линзу и в качестве цилиндрической. Заметим при этом, что при предмете, не бесконечно удаленном, а находящемся на некотором конечном расстоянии (окно модулятора), сферическая aberrация

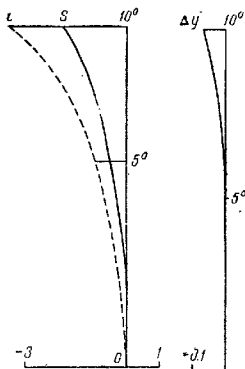


Рис. 102.

несколько изменяется. Однако при достаточно большом уменьшении порядка  $10^x$  (увеличение  $V$  приближается к 0,1) эти изменения сферической aberrации незначительны и в оценке качества изображения в первом приближении могут быть опущены. Весьма характерно, что при таком относительном отверстии (1:3,5) существенное значение приобретает хроматизм положения; так, например, продольная хроматическая aberrация в этом случае будет достигать

$$\Delta P' = -\frac{f'}{V} = -\frac{20}{64} = -0,313 \text{ мм},$$

т. е. такого же порядка, как и продольная сферическая aberrация. Эти обстоятельства и ограничивают возможность

дальнейшего развития относительного отверстия в простых цилиндрических линзах, так как увеличение aberrаций при некотором увеличении фокусного расстояния или относительного отверстия будут, в свою очередь, увеличивать диаметр кружка рассеяния, что в конечном счете может привести к нежелательному падению резкости изображения точки (светового окна модулятора).

Полевые aberrации простой линзы. Простые линзы применяются главным образом в оптических системах, предназначенных для фотозаписи колебаний. В этих системах поле зрения, которое должно быть обслуживаемо указанными линзами, обычно весьма невелико и не превосходит большей частью 4—5°.

В этом случае полевые aberrации простой линзы, принимая во внимание, что наклонный пучок проходит почти

через ее центр, более или менее постоянны (астигматизм, кривизна поля и дисторсия) и настолько малы, что при тех малых апертурах, которыми обладают простые линзы, могут не приниматься во внимание (цилиндрические линзы с большими апертурами имеют настолько малое поле зрения, выражающееся в долях градуса, что в пределах этого поля полевые aberrации практически вообще отсутствуют). В качестве примера (рис. 102) приведем полевые aberrации плоско-выпуклой линзы при  $f=100$  мм.

## § 24. Линзы, склеенные из двух стекол

Ранее мы уже говорили о необходимости форсировать выходную апертуру в цилиндрических линзах до 0,25 (относительное отверстие около 1:2). Простые цилиндрические линзы в этих случаях непригодны вследствие нерезкости изображения, какое они дают при наличии большой сферической aberrации и хроматизма. Эта нерезкость изображения может даже иногда превосходить размеры самого изображения светового пятна. В силу этого применяются линзы, скорректированные на сферическую aberrацию и хроматизм. Исправление хроматизма сферической aberrации с успехом достигается в линзах, склеенных из двух различного сорта оптических стекол. В качестве примера приведем данные подобной линзы (рис. 103) и графики ее aberrаций.

Фокусное расстояние линзы  $f=100$  мм, относительное отверстие 1:2, aberrации даны для предмета, расположенного на бесконечности.

## § 25. Оптика, предназначенная для визуального наблюдения колебаний

К оптическим системам для визуального наблюдения колебаний предъявляются обычно повышенные требования. Происходит это потому, что при визуальных наблюдениях, помимо фиксирования момента изменения направления колебательного движения, необходимо обеспечить возможность соответствующего отсчета. Последнее возможно лишь при наличии достаточно высокого качества изображения.

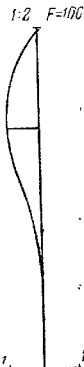


Рис. 103.

По соображениям, изложенным выше, приходится прибегать к исправлению главнейших аберраций оптической системы (хроматизм, сферическая аберрация, кома, астигматизм и дисторсия; кривизна поля обычно не устраняется). Применение простых линз ограничивается областью луп небольших (до  $5\times-6\times$ ) увеличений.

Объективы. Выше мы сказали, что для исправления хроматизма необходимо наличие двух линз, изготовленных из различных сортов стекла. Кроме того, заметим, что линза,

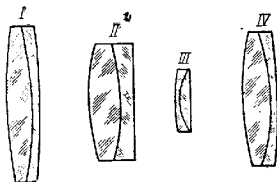


Рис. 104.

склеенная из двух стекол, легко может быть исправлена на сферическую аберрацию и кому.

Вследствие этого объективы систем, предназначенных для визуального наблюдения, изготавливаются обычно склеенными из двух стекол (рис. 104).

В большинстве случаев

такие объективы мало отличаются от объективов зрительных труб, биноклей и т. п. В тех случаях, когда объективы наблюдательных систем работают с увеличением, большим единицы, они близко подходят по своим свойствам к слабым микроскопическим объективам. Заметим, что последний случай практически не имеет широкого распространения.

Приведем данные некоторых объективов, склеенных из двух стекол (см. приложения).

Следует обратить внимание, что переворачивание подобных склеенных объективов (обращение их к параллельному ходу не той стороной), как правило, недопустимо, так как аберрации объективов при этом значительно ухудшаются.

Астигматизм двухлинзовых объективов в этих случаях, когда зрачок входа близко расположен к самому объективу, постоянен. Астигматизм ограничивает поле зрения склеенного объектива величиной  $4-6^\circ$ , при этом при фокусном расстоянии  $f' = 100$  мм искривление сагиттальной и меридиональной поверхностей изображения достигает (при  $\beta = 2^\circ$ )

$$X_s = -0,1051; \quad X_t = -0,2225.$$

Дисторсия двухлинзовых объективов в этих случаях настолько мала, что практически может не приниматься во внимание. Заметим, что значения толщины линз почти не оказывают влияния на исправление аберраций двухлинзовых



объективов; фокусное расстояние также весьма мало изменяется. В качестве примера приведем результаты изменения толщин в первом из приведенных нами объективов.

Окуляр. Для рассмотрения изображения, создаваемого объективами, применяются окуляры, играющие, вообще говоря, роль лупы. В отличие от лупы в окуляре находится так называемая полевая линза (или коллектив), расположенная вблизи рассматриваемого изображения и имеющая своим назначением направление световых пучков в собственно окуляр или так называемую глазную линзу. Последняя благодаря этому получает значительно меньшие размеры. Рис. 105 иллюстрирует действие полевой линзы, при-

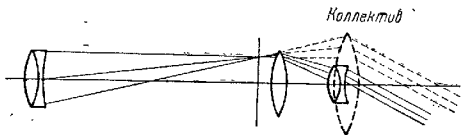


Рис. 105.

чем сплошными линиями показан ход лучей в обыкновенном кельнеровском окуляре и пунктиром ход лучей и необходимый размер глазной линзы при отсутствии коллектива.

Для нормального глаза рассматриваемое через окуляр изображение должно находиться в передней фокальной плоскости окуляра, так как при этом изображение после окуляра окажется расположенным на бесконечности. Последнее обстоятельство, как известно, соответствует наилучшим условиям наблюдения для нормального глаза.

Для ненормального глаза (близорукого или дальнозоркого) необходимо, чтобы рассматриваемое изображение находилось на некотором конечном, вполне определенном от него расстоянии. Величина этого расстояния обычно указывается в так называемых диоптриях. Количество диоптрий, соответствующее какому-либо расстоянию, определяется обратной величиной этого расстояния, выраженного в метрах.

Перенесение изображения после окуляра на некоторое конечное расстояние легко может быть достигнуто соответственным перемещением окуляра относительно рассматриваемого через него изображения (рис. 106). Рассматриваемое через окуляр изображение (предмет) лежит в  $A$ ; передняя фокальная плоскость (проходящая через передний фокус  $F$ ) отстоит от точки  $A$  на расстоянии  $X$ ; изображение после

Окуляра располагается на расстоянии  $X'$  от заднего фокуса  $F'$  окуляра. Глаз наблюдателя обычно располагается вблизи заднего фокуса  $F'$  (или совпадает с ним); поэтому расстояние  $X$

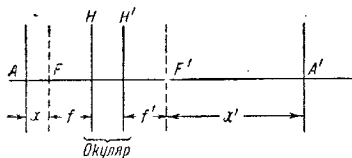


Рис. 106.

можно рассматривать, как расстояние от глаза до рассматриваемого им изображения.

По формуле (2) Ньютона имеем (§ гл. I)

$$X' = -\frac{(f')^2}{X} \quad (23)$$

( $-f=f'$ , так как окуляр находится в воздухе). Величина может быть выражена в диоптриях; помня, что  $f'$  и  $X$  выражаются обычно в миллиметрах, находим

$$D = -\frac{1}{X'} = -\frac{X}{f'^2} 1000, \quad (24)$$

откуда легко получаем перемещение окуляра  $X$ , соответствующее  $D$  диоптриям:

$$X = -\frac{f'^2 D}{1000}. \quad (24)$$

Фокусировку окуляра дают обычно в диапазоне  $\pm 5$  диоптрий; при  $10\times$  окуляре ( $f'=25$  мм) этот диапазон фокусировки требует перемещения окуляра на величину  $X$ , равную

$$X = \pm \frac{25^2 \cdot 5}{1000} = \pm 3,125 \text{ мм} \sim 3 \text{ мм}.$$

Это перемещение окуляра для фокусировки по незначительному глазу носит название диоптрийного перемещения.

Типы окуляров. Число различных типов окуляров вообще говоря, довольно велико; однако большая часть существующих типов имеет своим назначением удовлетворять специфическим требованиям, которые предъявляются условиями эксплуатации того или иного прибора. К числу таких требований принадлежит, например, большое поле зрения, удаление положения выходного зрачка (в военных приборах) и т. д.

В приборах для наблюдения колебаний подобные специфические требования отсутствуют. В силу этого мы ограничимся здесь рассмотрением лишь двух простейших типов окуляров, имеющих наиболее широкое распространение.

1. Окуляр Рамсдена (рис. 107). Окуляр Рамсдена состоит из двух плосковыпуклых линз, обращенных выпуклыми сторонами друг к другу. Фокусные линзы и расстояние между ними связывают обычно соотношением

$$f_1 : d : f_2 = 3 : 2 : 3 \quad (242)$$

Фокусное расстояние  $f'$  всего окуляра связано с фокусными расстояниями линз следующей формулой:

$$f' = \frac{3}{4} f_1. \quad (243)$$

Расстояние от передней фокальной плоскости до первой линзы окуляра  $P_1$  равняется

$$P_1 = -\frac{1}{3} f' + \frac{d_1}{n}, \quad (244)$$

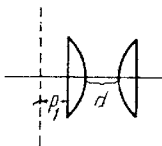


Рис. 107.

где  $d_1$ —толщина первой линзы. Расстояние  $P_1$  всегда должно быть отрицательным (передняя фокальная плоскость должна быть расположена перед окуляром). Окуляр Рамсдена обладает полем зрения  $2\beta$  порядка  $40^\circ$ . Основным недостатком этого окуляра является некоторый хроматизм.

2. Окуляр Кельнера представляет собою окуляр Рамсдена, улучшенный путем склеивания глазной линзы из двух различных сортов стекла. Поле зрения окуляра Кельнера доходит до  $45-50^\circ$ . Окуляр полностью ахроматизирован.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. T. M., J 834
2. Blondel C. R., Acad. Sci. Paris 1893; Ind. Electr., 8 (1899), 5. 137; Eclairage Electr. 31 (1902), S. 41.
3. Eichler u. Gaarz, Siemens—Z. 10 (1930), S. 433/449.
4. Eichler F., Trägheitsbehaftete Oszillographen. Grundsätzliches über Wirkungsweise und Aufbau, A. T. M., J 035—1, März 1933.
5. Einthoven, Ann. Phys. 12 (1903), S. 1059/1071.
6. Hardy. A. C., J. Opt. Soc. Amer. 14 (1927), S. 505.
7. Hausrath, App. u. Verfahren z. Aufnahme v. Wechselstromkurven, Leipzig, Hachmeister & Thal, 1913.
8. Hausrath, Seitengalvanometer, ihre optischen Hilfsmittel u. ihre Anwendungen, Helios 17 (1911), S. 117/138.
9. Hornauer, Z. f. Elektrotechn. Wien (1905), S. 433/449.
10. Hornauer, Siemens—Z. 10 (1930), S. 547/551.
11. Kaiser H., Z. techn. Phys. 16 (1935), S. 303/314 (Ableitung der Zusammenhänge).
12. Kaiser H., Photographische Aufzeichnung veränderlicher Vorgänge, Arch. f. Techn. Mess., 1 031—2, September 1936.
13. Keinath, Elektrotechn. Z. 36 (1915), S. 633/682.
14. Orlich, Aufnahme u. Analyse v. Wechselstromkurven Braunschweig 1906.
15. Straubel R., GerlandsBeitr. Geophysik. Ergänzungs Bd. I (1902), S. 290.
16. Weichert E., Nachr. Ges. Wissensch., Göttingen 1899, Heft 2.
17. Zölllich, Veröff. Siemens-Konz. 1 Bd., 1 Heft (1920), S. 24/63.
18. Czapski—Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente. 3 Auflage, Leipzig, J. A. Barth 1924.
19. Handbuch der Physik., Bd. XVIII, Geometrische Optik. Optische Konstante. Optische Instrumente. Berlin. Verlag v. J. Springer 1927.
20. Бардин А. Н. и Смирнов В. А., Конструкции оптических приборов, Кубуч, Ленинград 1936.
21. Бургов В. А., Оптическая запись звука, „Искусство“ 1937, Ленинград—Москва.
22. Берек М., Основы практической оптики, Гос. техн.-теор. изд. Москва—Ленинград 1933.
23. Гуров В., Основы дальновидения, Радиоиздат, 1936.
24. Игнатовский В. С., проф., Элементарные основы теории оптических приборов, Гос. техн.-теор. изд. Ленинград—Москва 1933.
25. Кругер М. Я. и Кулижнов Б. М., Конструирование оптико-механических приборов, ОНТИ, 1937.
26. Мартин Л., Введение в прикладную оптику, ОНТИ 1935.
27. Русинов М. М., Оптика аэросъемочных приборов, Горно-геолог.-нефт. изд., 1936.

28. Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, ОНТИ 1937.
  29. Сольский Д. А. и Шеберстов В. И., Практическая сенситометрия, „Искусство“, 1937.
  30. Справочная книга оптико-механика, I и II, ОНТИ, Ленинград—Москва 1936—1937.
  31. Титов Л. Г., Микроскопы, их принадлежности и применение, ОНТИ 1934.
  32. Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, изд. Академии наук СССР, Москва—Ленинград 1937.
  33. Федоров Е. В., Осветительные лампы, Производство и расчет, Кубуч, Ленинград 1934.
  34. Халфин А. М., Фотоэлементы и их применение, Радиоиздат, Москва 1936.
-

## ПРЕДМЕТНЫЙ И ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

### А

- Аббе закон синусов 108
- инварианта 14
- число 115
- Аберрации простой линзы 122
- Автоколлимационные схемы 71
- Апертура 20
- Астигматизм 109
- Ахроматизация объектива 117

### Б

- Баланс энергии 57

### В

- Видимое увеличение 91
- Визуальные системы 89
- Волновая аберрация 119
- Внешние шкалы 92
- Влияние толщин 126
- Вуаль 44

### Г

- Гауссова оптика 14
- Гаусса-Поггендорфа схема 93
- Главные плоскости 10
- точки 10
- Глубина изображения 104
- Геометрическая светосила 19
- Гравитационного вариометра оптика 73

### Д

- Дах-призма 34
- Дефокусировка 104
- Диафрагма 128
- Диоптрия 114
- Дисперсия
- основная 115
- относительная 115
- Дисторсия 113
- Дифракция 118

### Е

- Единицы фотометрические 8

- Зеркала 24, 78
- Зеркальный барабан 98
- Зрачки 18
- Зрительно впечатленные 95

### И

- Изображение идеальное 119
- Изображение светового окна 66
- Инварианта Аббе 14
- Лагранж-Гельмгольца 15
- Исправление сферической аберрации 125
- Источники света 36

### К

- Катод 46
- Кельнера окуляр 129
- Кинолампы 41
- Коллектив окуляра 127
- Кома 108
- Конденсор 81
- Контрастность 43
- Коррекция оптической системы 125
- Коэффициент поглощения 22
- Коэффициент преломления 115
- Кривизна изображения 109
- Кружок рассеяния 104
- Крышеобразная призма 34
- Конструкции объединенные 78

### Л

- Лагранж-Гельмгольца инварианта 15
- Ламберта закон 8
- Лампы электрические 38
- Линейное увеличение 10
- Линза ахроматизированная 117
- плосковыпуклая 122
- Линзы цилиндрические 61
- Лупы увеличительные 91

## М

Меридиональная плоскость-9  
 Меридиональное изображение 63  
 Многократные отражения 27, 72  
 Модулятор света 51

## Н

Наилучшего видения расстояние 91  
 Непрозрачность 41  
 Ньютона формула 9

## О

Объективы 126  
 Окно световое 106, 121  
 Окуляры 127  
 Оптический рычаг 53  
 Осветительные системы 81  
 Освещенности единицы измерения 8  
 Освещенность 8  
 Осциллографа оптика 80  
 Относительное отверстие 122

## П

Плоскопараллельная пластинка 30  
 Плоскости сопряженные 9  
 Плотность оптическая 42  
 Поверхность волны 118  
 — преломляющая 14  
 Полевые аберрации 112, 113  
 Поле зрения объектива 126  
 — окуляров 127  
 Полное внутреннее отражение 31  
 Поперечные аберрации, 107  
 Потери света вследствие отражений 21  
 Призмы 30, 33, 77

## С

Световая трубка 5  
 Световой потрк 7  
 Сила света 8  
 Снелюса закон 31  
 Спектр 115  
 Стекло оптическое 114  
 Стекла поглощение 22  
 Стерadian 5  
 Стильб 8  
 Сферическая аберрация простых линз 122

## Т

Телеобъектив 82

Телесный угол 5  
 Телескопическая система 10  
 Толщин влияние 126

## У

Увеличение видимое 91  
 — линейное 10  
 — лупы 91  
 — угловое 11

## Ф

Фактор проявления 43  
 Фокусы 10  
 Фокусные расстояния 10  
 Фототок 45  
 Фотозались 50  
 Фотометрические единицы 8  
 Фотоэлемент 46  
 Фотоэффект 45  
 Френеля закон 21

## Х

Хергер-Дриффильда метод 43  
 — система 44  
 Хроматизм положения 116  
 — увеличения 116

## Ц

Центрированная оптическая система 9  
 Цилиндрические линзы 61

## Ч

Частота колебаний 55  
 Число Аббе 115  
 Чувствительность 50

## Ш

Широта 60  
 Шкалы 92

## Щ

Щель 80

## Э

Экспозиция 42  
 Энергетический баланс 57

## Ю

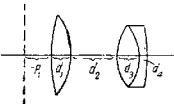
Юстировочные устройства 78

## Я

Яркость 7  
 — ламп накаливания 37  
 — дуговой лампы 102

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Данные различных объективов, склеенных из двух стекол

№	Рис.	Конструктивные элементы	Аберрации
1	103	$r_1=53,19$ $r_2=-48,70$ $r_3=-212,47$ $d_1=14,85$ $d_2=1,94$ $n_1=1,5163$ $n_2=1,6475$ $\nu_1=64,0$ $\nu_2=33,4$ $C=-14$ $C=-11$ $f'=100,0$ 1 : 2	См. рис. 103.
2	104 I	$r_1=215,4$ $r_2=-110,8$ $r_3=-392,8$ $d_1=7,0$ $d_2=2,0$ $n_1=1,5163$ $n_2=1,6199$ $\nu_1=64,0$ $\nu_2=36,3$ $C=-14$ $C=-10$ $f'=330,0$ $p'=325,77$ 1 : 6,5	$h_1=25,5$ $\Delta p'=1,67$ $\Delta f'=1,16$ $h_2=17,9$ $\Delta p'=0,47$ $\Delta f'=-0,52$
3	104 II	$r_1=95,0$ $r_2=-63,8$ $r_3=338,8$ $d_1=8,9$ $d_2=3,5$ $n_1=1,5410$ $n_2=1,6227$ $f'=157,64$ $p'=150,78$ 1 : 5	,
4	104 III	$r_1=50,7$ $r_2=14,2$ $r_3=-145,6$ $d_1=1,5$ $d_2=3,0$ $n_1=1,6263$ $n_2=1,5476$ $f'=54,82$ $p'=52,22$ 1 : 6	$h_1=4,6$ $\Delta p'=0,05$ $\Delta f'=0,05$ $h_2=3,2$ $\Delta p'=0,06$ $\Delta f'=0,03$
5	104 IV	$r_1=104,15$ $r_2=55,24$ $r_3=-246,57$ $d_1=8,0$ $d_2=2,0$ $n_1=1,5399$ $n_2=1,6169$ $\nu_1=59,7$ $\nu_2=36,5$ $C=-17$ $C=9$ $f'=160,9$ $p'=154,9$ 1 : 5	$h_1=16$ $\Delta p'=0,38$ $\Delta f'=0,45$ $h_2=11,2$ $\Delta p'=0,13$ $\Delta f'=0,17$
6		Изменение толщины в 2 (I) примере $r_1=215,4$ $r_2=-110,8$ $r_3=-392,8$ $d_1=8,0$ ( $\Delta d_1=+1$ ) $d_2=3,0$ ( $\Delta d_2=+1$ ) $f'=330,23$ $p'=325,21$	$h_1=25,5$ $\Delta p'=1,08$ $\Delta f'=1,15$ $h_2=17,9$ $\Delta p'=0,46$ $\Delta f'=0,52$
7		$r_1=16,15$ $r_2=-16,15$ $r_3=\infty$ $d_1=9,0$ $d_2=2,0$ $n_1=1,5163$ $n_2=1,6475$ $\nu_1=64,0$ $\nu_2=33,4$ $C=-14$ $C=-11$ $f'=39,40$ $p'=30,70$ 1 : 2	$h_1=10,0$ $\Delta p'=1,22$ $\Delta f'=2,12$ $h_2=7,0$ $\Delta p'=0,29$ $\Delta f'=-1,17$
8	108	Окуляр Кельнера $p_1=-10,82$ $f'=28,87$ $r_1=71,2$ $r_2=-33,4$ $r_3=19,3$ $r_4=-14,5$ $r_5=-102,7$ $d_1=5,5$ $d_2=18,6$ $d_3=4,8$ $d_4=1,3$ $n_1=1,5163$ $n_2=1$ $n_3=1,5410$ $n_4=1,6199$ $C=-11$ $C=1$ $C=-4$ $C=-10$	
			Рис. 108. Схема окуляра



## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие редактора . . . . .	3
От автора . . . . .	4
<i>Глава I.</i> Общие теоретические сведения . . . . .	5
§ 1. Основные величины фотометрии . . . . .	5
§ 2. Геометрические элементы оптической системы . . . . .	9
§ 3. Оптика нулевых лучей. (Оптика Гаусса). Инварианта Аббе. Инварианта Лагранж-Гельмгольца . . . . .	14
§ 4. Зрачки и люкн. Геометрическая светосила . . . . .	17
§ 5. Зеркала . . . . .	24
§ 6. Призмы . . . . .	30
<i>Глава II.</i> Основные физические сведения . . . . .	36
§ 7. Источники света . . . . .	36
§ 8. Элементы сенситометрии . . . . .	41
§ 9. Фотоэлементы . . . . .	45
<i>Глава III.</i> Общий расчет оптической системы . . . . .	50
§ 10. Задача записи колебаний . . . . .	50
§ 11. Определение времени экспонирования . . . . .	55
§ 12. Общий расчет энергетического баланса . . . . .	57
<i>Глава IV.</i> Основные конструктивные элементы . . . . .	61
§ 13. Приемы искусственного повышения светосилы . . . . .	61
§ 14. Некоторые общие конструктивные элементы . . . . .	68
§ 15. Различные дополнительные устройства . . . . .	77
<i>Глава V.</i> Визуальные и фотоэлектрические устройства . . . . .	84
§ 16. Оптика фотоэлектрических устройств . . . . .	84
§ 17. Оптические системы для визуального наблюдения коле- баний . . . . .	99
§ 18. Некоторые общие замечания . . . . .	99
<i>Глава VI.</i> Качество изображения оптической системы. Аберрации . . . . .	104
§ 19. Глубина изображения. Дефокусировка . . . . .	104
§ 20. Монохроматические аберрации. Сферическая аберрация . . . . .	106
§ 21. Хроматизм . . . . .	114
§ 22. Дифракция . . . . .	118
<i>Глава VII.</i> Некоторые практические сведения . . . . .	122
§ 23. Аберрации простой линзы . . . . .	122
§ 24. Линзы, склеенные из двух стекол . . . . .	125
§ 25. Оптика, предназначенная для визуального наблюдения колебаний . . . . .	125
Литература . . . . .	130
Предметный и именной указатель . . . . .	132
Приложение . . . . .	134

~~22488~~

Редактор *А. Н. Почечуев*  
Тех. редактор *И. М. Зудакин*

---

Изд. № 26. Сдано в набор 31/1 1959 г.  
Подп. к печати 20/IV 1959 г. Индекс  
5—4. Тираж 3000. Печ. листов 8<sup>1</sup>/<sub>2</sub>.  
Бум. листов 2<sup>1</sup>/<sub>8</sub>. Формат бумаги  
64×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Уполн. Главлита А-9925.  
Учетн. авт. л. 7,90. Учетн. № 459.  
Зак. № 359

---

Типография Оборонгиза, Киев,  
Крещатик, 42

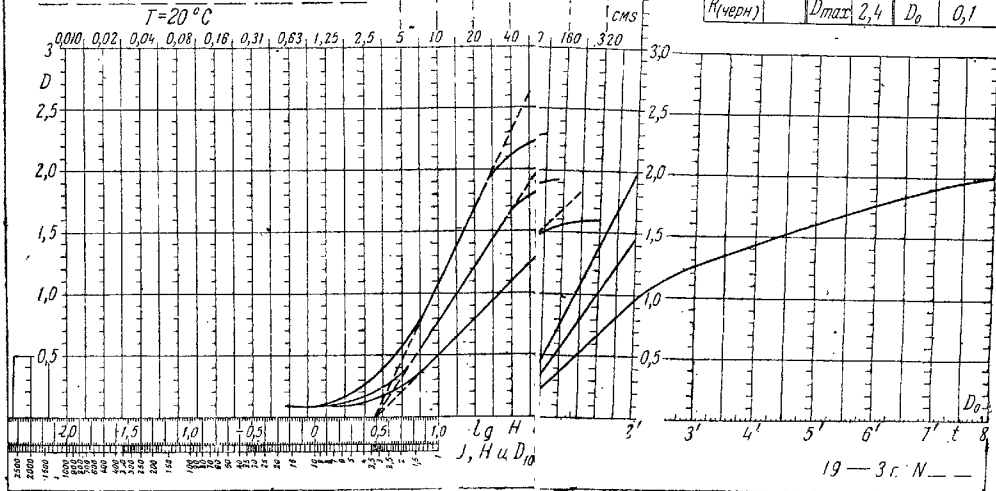
фирмы ф-ки N5 эмульсия N352

Позитивная пленка

Источник света: Электро-лампа  
со светофильтром под дневной свет

Проявитель: Стандартный  
Пирамидореналовый

$T=20^{\circ}\text{C}$



С.в.н.		$S_1(34)$	$12^{\circ}$
Общ.		$S_1(34)$ без $D_0$	
Красн.		$S_g=0,4(10)$	
Желт.		$S_0(10)$	
Зелен		$\gamma(8)$	2,0
Син		$L(8)$ по $g=0,4$	32:1
$R(\text{черн})$	$D_{\text{max}}$	2,4	$D_0$ 0,1

19—3г. N —

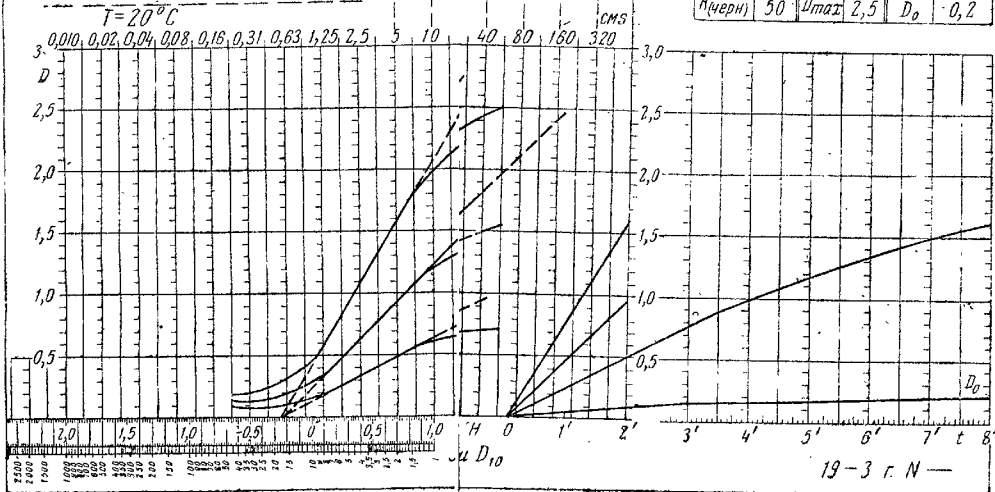
Пластинки фирмы Ф.К.Х.Т. Ф.Н.1 Эмульсия N 4603

„Любительские“ вып. 16/и 35 г.

Источник света: лампа Гейнера

Проявитель

$T = 20^{\circ}C$



$S_{en}$		$S_1(34)$	61
Общ.	62	$S_1(34)$ без $D_0$	44
Красн.	—	$S_g=0,4(10)$	18
Желт.	36	$S_0(10)$	16
Зелен.	18	$\gamma(8')$	1,6
Син.	42	$L(8')$ по $g=0,4$	100
$K_{черн}$	50	$D_{max}$	2,5
		$D_0$	0,2





Киноплёнка фирмы Никфи

Эмульсия N 92.

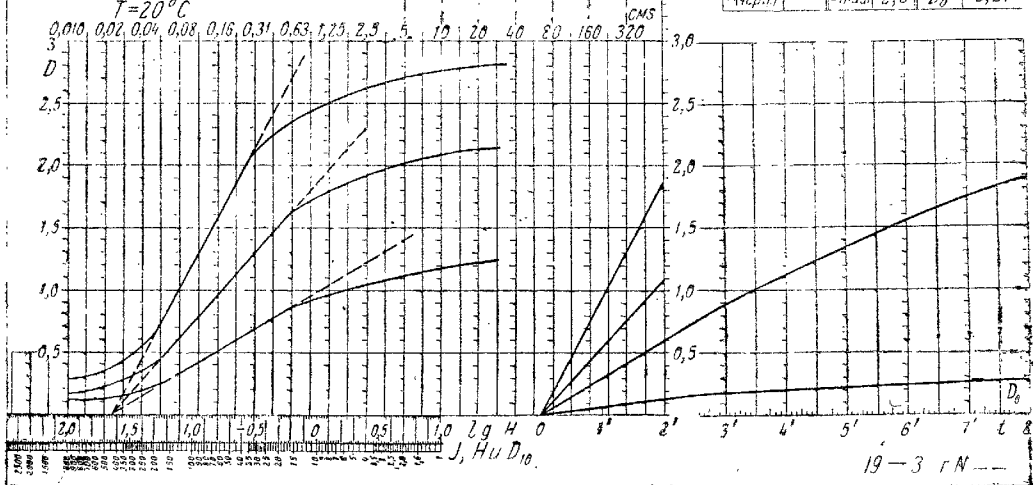
Изохром

Источник света. Эл. лампа с фильтром  
под дневной свет

Проявитель Станд. р-амидофеноловый

2, 4 и 8 мин

$T = 20^{\circ}\text{C}$



$S_{\text{к.и.}}$	Не определены	$S_1(34)$	1500
Общ.		$S_1(34) \times D_0$	1090
Красн.		$S_2 = 0.4(10)$	500
Желт.		$S_3(10)$	470
Зелен.		$\tau(8')$	1,9
Син.		$L(8')$ под-д-д	60
Черн.)		$D_{\text{max}} 2,8$	$D_0 0,27$