

Д. С. Волосов, М. В. Цивкин



ЕОРИЯ И РАСЧЕТ
СВЕТООПТИЧЕСКИХ
СИСТЕМ

ИСКУССТВО

Д. С. Волосов, М. В. Цивкин

**ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ
СВЕТООПТИЧЕСКИХ
СИСТЕМ
ПРОЕКЦИОННЫХ ПРИБОРОВ**

*Допущено
Главным управлением учебных заведений и кадров
Министерства культуры РСФСР
в качестве учебного пособия
для института киноинженеров*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
«ИСКУССТВО»
МОСКВА — 1960

О Т А В Т О Р О В

На протяжении последних десяти лет объединенной кафедрой физики и оптики Ленинградского института киноинженеров помимо курса общей физики ведутся специальные дисциплины прикладной оптики и светотехники. Настоящая книга излагает ряд разделов названных дисциплин и должна явиться учебным пособием для студентов и дипломантов. В ней в сжатой форме изложены вопросы фотометрии и колориметрии, основы энергетике оптических систем, световые свойства поглощающих и отражающих сред, характеристики источников света и приемников излучений. Общие свойства оптических систем рассматриваются с энергетической точки зрения—как свойства световых трубок конечных размеров и сложного строения. На этой основе излагаются вопросы теории и методики проектирования и расчета светооптических систем проекционных приборов различного назначения.

Материал книги сможет быть использован как студентами и аспирантами, так и инженерами и научными работниками, занимающимися вопросами свето- и оплотехники проекционной аппаратуры различного назначения и ее разработкой. Книга сможет явиться также учебным пособием для аспирантов и студентов светотехнических, кинотехнических и оптикомеханических специальностей, имеющих в ряде электротехнических, энергетических и приборостроительных высших учебных заведений.

Проекционные приборы разного назначения получают широкое распространение в различных отраслях промышленности, техники и культуры. Кино- и телевизионные проекторы, театральные, библиотечные, технические (промышленные), топографические и контрольно-измерительные проекционные установки—далеко не полный перечень проекционных систем, выпускаемых промышленностью многих стран в весьма больших количествах. При всем разнообразии конструкций все эти приборы обладают одной основной частью, принципиальной для всех проекционных приборов,—светооптической системой.

Теория и расчет светоптических систем проекционных приборов относится одновременно и к области оплотехники и к области светотехники. Этим объясняется создавшееся своеобразное положение: научная и техническая литература очень бедна обобщающими работами в области световой проекции. Оптики занимаются преимущественно лишь оптическими вопросами проекции (разработкой оптических схем осветительных систем, объективов и исправлением их аберраций). Светотехники, исследуя вопросы энергетики световой радиации, свойства источников и приемников излучений, вопросы яркости и видимости проекционного изображения, почти совершенно не занимаются оптической стороной проблемы. Несколько в стороне остаются «неоптические» элементы аппаратуры—экраны, на которые проецируется рассматриваемое изображение и от свойств которых в большой степени зависит качество проекции. По указанным причинам нам представлялось целесообразным дать изложение как в оптическом, так и светотехническом аспектах основных вопросов световой проекции.

Учитывая назначение книги прежде всего в качестве учебного пособия, естественно определилась ее структура. Первая половина книги в соответствии с учебным курсом посвящена изложению общего материала: основ фотометрии и колориметрии, свойств источников и приемников излучения, основ энергетики оптических систем; здесь же рассматриваются вопросы модификации светового потока поглощающими оптическими средами и отражающими экранами.

Вторая половина книги носит характер монографии по основам проектирования и расчета светоптических систем проекционных, главным образом диаскопических приборов.

В книге нашли отражение результаты исследований и разработок новых оптических и проекционно-осветительных систем для обычной, широкоэкранной и панорамной кинопроекции, теле- и рирпроекции, звуковоспроизведения, фотопечати фильмокопий и т. п., выполненных авторами книги и сотрудниками профессора Д. С. Волосова в руководимых им лаборатории Государственного оптического института им. С. И. Вавилова (ГОИ) и кафедры физики и оптики Ленинградского института киноинженеров (ЛИКИ). Работа этих коллективов на протяжении многих лет проводится в тесном научно-техническом содружестве с Центральным конструкторским бюро Министерства культуры СССР и киномеханическим заводом «Ленкинап», где новые разработки доводятся до практического завершения.

Проф. Д. С. ВОЛОСОВ,
доц. М. В. ЦИВКИН

Г Л А В А П Е Р В А Я

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ФОТОМЕТРИИ

§ 1. ИЗЛУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Всякое движение в окружающем нас мире связано с взаимопревращением форм энергии. Одной из форм энергии является и з л у ч е н и е.

Излучение имеет электромагнитную природу; оно обладает согласно представлениям современной физики сложным квантовомолновым характером распространения. В зависимости от конкретных физических условий взаимодействия преимущественно проявляется один из этих аспектов—квантовый, или волновой. Квантовый характер излучения особенно отчетливо проявляется в таких актах, как испускание или поглощение света, в явлении фотоэффекта, где непосредственно имеют место элементарные акты взаимодействия излучения и вещества—квантов и электронов.

Волновой характер излучения естественно произвольно объясняет такие явления, как интерференция, дифракция и поляризация. Уже классическая электромагнитная теория света установила единство физической природы всех видов излучений—единый электромагнитный спектр—от наиболее коротковолновых электромагнитных колебаний до наиболее длинноволнового электромагнитного излучения—радиоволн.

Все эти виды излучений возникают как в естественных природных условиях, так и могут быть вызваны искусственно. Лучистый поток излучается всяким раскаленным телом. Излучением сопровождаются прохождение электрического тока через разреженные газы, искровой разряд электрически заряженного конденсатора, торможение потока быстро летящих электронов в рентгеновской трубке, распад ядер радиоактивных элементов и т. д. и т. п.

Во всех этих случаях энергия излучения распространяется, подчиняясь одним и тем же физическим законам, в виде электромагнитных волн разной длины, которым соответствуют электромагнитные колебания различных частот.

Излучение так называемой оптической области спектра простирается от коротковолновой ультрафиолетовой ра-

диапии, имеющей длину волны 10 *ммк*, до инфракрасного излучения, достигающего длин волн около 340 *мк*. Видимое излучение, воспринимаемое глазом человека как свет, простирается приблизительно от длин волн 380 до 770 *ммк*. Эти границы видимого спектра соответствуют условиям наблюдения объектов при нормальных яркостях последних, например при дневном освещении. В специальных условиях адаптации глаза (см. главу III) световые ощущения могут быть вызваны и ультрафиолетовым излучением—до длин волн 350 и даже 300 *ммк*, а также инфракрасной радиацией с длиной волны до 900 и даже 950 *ммк*.

Простейшее излучение, характеризуемое узким интервалом длин волн ($\Delta\lambda \rightarrow 0$), называется монохроматическим излучением. Всякое сложное излучение представляет совокупность монохроматических лучей, имеющих различные длины волн.

Каждое монохроматическое излучение может быть характеризовано также его частотой. Образую, например, с помощью дифракционной решетки спектры и отсчитывая различные спектральные линии его от некоторой условной точки—начала отсчета,—мы можем каждому монохроматическому излучению приписать в построенной шкале излучений определенное значение абсциссы.

Подобные спектральные шкалы можно построить различными способами: при этом окажутся различными закономерности, фиксирующие положение (абсциссы) отдельных монохроматических излучений. Так, например, получится, если спектр сложного излучения образовать не с помощью дифракционной решетки, а с помощью призмы. Во всех этих случаях для построения спектральной шкалы можно использовать те или иные объективные характеристики излучений. Эти характеристики могут отражать или волновой, или корпускулярный аспект физической сущности излучения; в первом случае монохроматические излучения могут характеризоваться длинами волн λ или частотами ν колебаний; во втором случае—величинами квантов ϵ , массой квантов $m = \frac{\epsilon}{c^2}$, или их импульсом $p = \frac{\epsilon}{c}$.

Спектральные шкалы будут также различными в зависимости от того, будем ли мы по оси абсцисс откладывать величины λ или значения частот ν . В первом случае лучистый поток, определяемый как мощность, переносимая излучением (см. ниже § 2), выразится формулой

$$P = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_\lambda d\lambda, \quad (I,1)$$

где φ_λ —некоторая функция распределения, зависящая от λ .

Во втором случае лучистый поток в пределах той же спектральной области от λ_1 до λ_2 , которой соответствует интервал частот от ν_1 до ν_2 , выразится интегралом:

$$P = \int_{\nu_1}^{\nu_2} y_\nu d\nu, \quad (I,2)$$

где y_ν —функция распределения лучистого потока по спектру по переменной ν .

Пусть φ_λ —ордината кривой, у которой абсциссами являются значения λ , а y_ν —ордината кривой, у которой абсциссами являются значения ν ; очевидно, элементарный поток dP для узкого участка спектра от λ до $\lambda+d\lambda$, которому соответствует интервал частот от ν до $\nu+d\nu$, выразится зависимостью

$$dP = \varphi_\lambda d\lambda = y_\nu d\nu; \quad (I,3)$$

отсюда

$$\varphi_\lambda = y_\nu \frac{d\nu}{d\lambda}. \quad (I,3')$$

Обратив внимание, что $\nu = \frac{v}{\lambda}$, и, следовательно, $\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{v}{\lambda^2}$, получим

$$\varphi_\lambda = \frac{v}{\lambda^2} y_\nu, \quad (I,4)$$

где v —скорость распространения монохроматического излучения в данной среде—различная для излучений разных частот (явление дисперсии) и связанная с другой характеристикой среды—показателем преломления n :

$$n = \frac{c}{v}, \quad (I,5)$$

где c —скорость распространения излучения в вакууме, остающаяся постоянной для монохроматических излучений всех частот ν . Таким образом, в вакууме длина волны λ_0 будет зависеть от частоты ν монохроматического излучения

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}, \quad (I,6)$$

в то время как в любой другой вещественной среде длина волны λ оказывается зависящей также и от показателя преломления среды

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{\frac{c}{n}}{\nu} = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (I,7)$$

Длина волны λ монохроматического излучения, проходящего сквозь разные среды, будет изменяться соответственно показате-

лям преломления сред:

$$\lambda_1 n_1 = \lambda_2 n_2 = \dots = \lambda_n n_n = \lambda_0, \quad (I.8)$$

но частота колебаний ν при этом остается неизменной: какие бы пертурбации ни претерпевало излучение (отражение, преломление и т. д.), его частота остается неизменной и, следовательно, вполне однозначно характеризует монохроматическое излучение; это — так называемый принцип неизменности (частоты) монохроматического излучения. Исключения, как известно, здесь возможны лишь в том случае, если излучение встречается с телами, обладающими очень большими скоростями движения относительно источника излучения или наблюдателя (эффект Доплера), однако в этом случае изменением частоты $d\nu$ можно пренебречь, если относительные скорости перемещений значительно меньше скорости распространения света c . Необходимо здесь также оговорить те случаи, когда поглощение излучения сопровождается вторичным излучением, но уже другой частоты (флюоресценция, фосфоресценция).

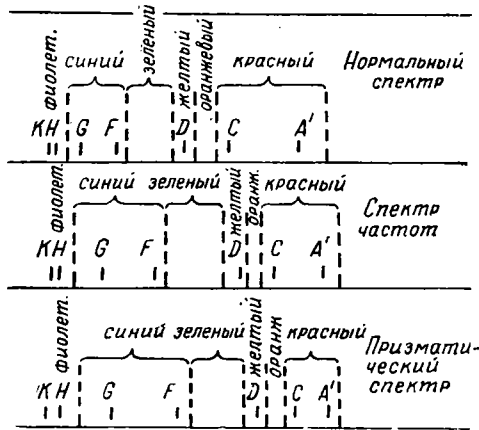


Рис. 1. Различные шкалы спектра

В свете изложенного тем более условным оказывается выбор так называемого нормального спектра, у которого положения отдельных спектральных линий фиксируются относительно выбранного начала отсчета абсциссой x , линейно зависящей от λ :

$$x = A + B\lambda, \quad (I.9)$$

где A и B — некоторые постоянные. В этом случае расстояния между спектральными линиями будут пропорциональны разностям соответствующих длин волн. Такой спектр, как известно, дает дифракционная решетка. В формуле (I, 1) функция распределения лучистого потока по спектру ϕ_λ была задана по аргументу λ , что и соответствует случаю нормального спектра.

Очевидно, зависимость x от λ может и не быть линейной; существенно лишь, что функция $x=f(\lambda)$ изменяется монотонно в пределах рассматриваемого спектрального интервала; в противном случае спектр может оказаться наложенным «сам на себя», т. е. монохроматические излучения частично могут накладываться

друг на друга. Употребляя различные спектральные приборы, можно получить различного характера зависимости $x=f(\lambda)$.

На рис. 1 показано относительное расположение различных частей спектров, построенных последовательно по трем шкалам: спектр нормальный, спектр частот и призматический спектр. Там же указаны положения основных спектральных линий (фраунгоферовы линии); напомним (табл. 1) соответствующие им цвета излучений, длины волн и химические элементы, излучающие (или поглощающие) данную спектральную линию.

Таблица 1

Обозначения основных спектральных линий

Линия	Цвет	Длина волны (Å)	Химический элемент
<i>A'</i>	Красный	7682	Калий
<i>A</i>	Красный	7594	Кислород
<i>C</i>	Красный	6563	Водород
<i>D</i>	Желто-оранжевый	5893	Натрий
<i>d</i>	Желто-оранжевый	5876	Гелий
<i>e</i>	Зеленый	5461	Ртуть
<i>E</i>	Зеленый	5269	Железо
<i>F</i>	Синий	4861	Водород
<i>g</i>	Сине-фиолетовый	4358	Ртуть
<i>G'</i>	Сине-фиолетовый	4341	Водород
<i>h</i>	Фиолетовый	4047	Ртуть
<i>H</i>	Фиолетовый	3968	Кальций
<i>K</i>	Фиолетовый	3934	Кальций

§ 2. ЭФФЕКТИВНАЯ ВЕЛИЧИНА ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДАННОГО ПРИЕМНИКА И ЕГО ОЦЕНКА В РЕДУЦИРОВАННЫХ (ПРИВЕДЕННЫХ) ЕДИНИЦАХ. ПОНЯТИЕ О СВЕТОВОМ ПОТОКЕ

Всякое излучение сопровождается переносом энергии от источника, его испускающего. Энергия, излученная в единицу времени, является мерой интенсивности излучения, каков бы ни был его спектральный состав. Интенсивность излучения является, следовательно, величиной той же размерности, какую в механике и физике обозначают термином мощность; она может быть выражена в ваттах. Мощность, переносимая оптическим излучением, называется в дальнейшем **лучистым потоком**.

Излучения обычно различают как по мощности (величине лучистого потока), так и по спектральному составу; эти две стороны являются соответственно количественной и качественной характеристиками излучения.

Сложное излучение представляет совокупность монохроматических лучей, которой соответствует:

1. Излучение, имеющее прерывный, или линейчатый, спектр, состоящее из конечного числа монохроматических лучистых потоков, которым соответствуют интенсивности излучений отдельных спектральных линий с длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$.

Полный лучистый поток в этом случае определится простым суммированием:

$$P \doteq P_{\lambda_1} + P_{\lambda_2} + \dots + P_{\lambda_n} = \sum_{k=1}^{k=n} P_{\lambda_k}. \quad (I, 10)$$

Подобным спектром обладают люминесцирующие газы и светящиеся пары большинства элементов.

Изучение такого спектра сводится к измерению лучистых потоков составляющих его монохроматических излучений.

2. Излучение, имеющее непрерывный спектр, содержащее все монохроматические потоки без разрывов непрерывности по крайней мере в пределах какой-либо области длин волн.

В этом случае распределение лучистого потока в различных участках спектра может быть характеризовано уже введенной (§ 1) функцией спектральной интенсивности φ_λ . Величина ординаты кривой φ_λ равна отношению элементарного лучистого потока dP_λ , соответствующего бесконечно узкому спектральному участку $d\lambda$ (простирающемуся от λ до $\lambda + d\lambda$), к ширине этого участка:

$$\varphi_\lambda = \frac{dP_\lambda}{d\lambda}; \quad (I, 11)$$

эту функцию спектрального распределения называют спектральной интенсивностью лучистого потока.

Величина φ_λ измеряется в $вт/мк$ или в $вт/ммк$. При заданной зависимости спектральной интенсивности лучистого потока φ_λ от длины волны λ полный лучистый поток в области спектра от λ_1 до λ_2 может быть определен из выражения (I,1).

Часто может оказаться неизвестной аналитическая зависимость φ_λ от λ ; эта зависимость может быть задана или в виде таблицы для ряда экспериментально найденных значений φ_λ и λ , или в виде построенного по этим значениям графика. В этом случае, очевидно, вместо непосредственного определения интеграла (I,1) придется произвести планиметрирование площади, ограниченной кривой φ_λ , осью абсцисс и ординатами φ_{λ_1} и φ_{λ_2} , соответствующими длинами волн λ_1 и λ_2 . На практике вместо планиметрирования часто определяют численное значение интеграла (I,1) суммированием.

Подходя к вопросу о количественной оценке и измерении лучистого потока, следует иметь в виду, что различные приемники

неодинаково реагируют на лучистые потоки различных длин волн. Реакция приемника при воздействии на него лучистого потока будет зависеть не только от величины последнего, но в случае селективных приемников и от длины волны излучения. В общем виде этой зависимости можно придать следующую математическую форму:

$$dX_\lambda = \psi_\lambda dP_\lambda, \quad (I,12)$$

где dP_λ —мономатический лучистый поток, воздействующий на приемник; dX_λ —некоторая величина, характеризующая реакцию приемника; ψ_λ —коэффициент, являющийся функцией длины волны и, следовательно, характеризующий спектральную чувствительность приемника. У неселективных приемников (термоэлемент, болометр) величина коэффициента ψ_λ будет оставаться постоянной для всех длин волн λ .

Величина dX_λ характеризует реакцию приемника и в зависимости от физической природы приемника выражает собой тот или иной физический или химический эффект.

В случае, например, если приемником является глаз человека, величине dX_λ будет соответствовать световой поток dF_λ , вызывающий зрительное ощущение в глазу; коэффициенту ψ_λ будет соответствовать так называемый коэффициент видности V_λ . Формула (I,12) переписется в следующем виде:

$$dF_\lambda = V_\lambda dP_\lambda. \quad (I,13)$$

В случае если приемником излучения является фотоэлемент, величине dX_λ будет соответствовать фототок $(i_\Phi)_\lambda$, возникающий в цепи фотоэлемента при облучении его мономатическим потоком с длиной волны λ ; коэффициенту ψ_λ будет соответствовать так называемая спектральная отдача фотоэлемента σ_λ . Формула (I,12) напишется в следующем виде:

$$(di_\Phi)_\lambda = \sigma_\lambda dP_\lambda. \quad (I,14)$$

Реакция некоторых приемников зависит от времени (продолжительности) t воздействия на них излучения. Например, в случае фотографических слоев оптическая плотность (см. главу VI) их почернения после проявления возрастает с возрастанием величины t —времени воздействия на фотослой мономатического фотоактивного потока $A_\lambda = S_\lambda E_\lambda$:

$$A_\lambda t = S_\lambda E_\lambda t = S_\lambda H_\lambda, \quad (1,14')$$

где S_λ —энергетическая спектральная чувствительность фотоматериала; E_λ и H_λ —соответственно освещенность на фотослое и количество освещения, выраженные в энергетических единицах (см. § 3). Очевидно, чувствительности S_λ фотослоев обратно пропорциональны количеству освещения H_λ , вызывающим оди-

наковые оптические плотности почернения фотослоев после их проявления:

$$S_{\lambda} = \frac{c}{H_{\lambda}},$$

где c —коэффициент пропорциональности.

У всякого селективного приемника коэффициент ψ_{λ} (формула (I,12) достигает наибольшего значения ψ_{λ_0} при некоторой длине волны λ_0 , при которой для получения определенной реакции приемника dX_{λ_0} необходим минимальный монохроматический поток dP_{λ_0} . Для всякой другой длины волны λ такая же реакция ($dX_{\lambda} = dX_{\lambda_0}$) приемника может быть достигнута уже при большем потоке ($dP_{\lambda} > dP_{\lambda_0}$). Очевидно, относительная спектральная чувствительность приемника может быть характеризована отношением

$$\gamma_{\lambda} = \frac{\psi_{\lambda}}{\psi_{\lambda_0}}, \quad (I,15)$$

причем функция γ_{λ} может изменяться в пределах

$$0 \leq \gamma_{\lambda} \leq 1, \quad (I,15')$$

где $\gamma_{\lambda} = 1$ при $\lambda = \lambda_0$ и, следовательно, $\psi_{\lambda} = \psi_{\lambda_0}$.

В случае если приемником является фотоземлет, одной из основных его характеристик является относительная спектральная чувствительность. Под последней понимается зависимость величины фототока (отнесенного к одинаковой мощности излучения различных длин волн) от длины волны*.

Если приемником является глаз, значениям γ_{λ} соответствует функция относительной видности K_{λ} глаза:

$$K_{\lambda} = \frac{V_{\lambda}}{V_{\lambda_0=555 \text{ м.мк}}}. \quad (I,16)$$

Эта функция достигает своего максимального значения, равного единице ($K_{\lambda} = 1$), при длине волны $\lambda_0 = 555 \text{ м.мк}$, так как этой длине волны, как показали многочисленные экспериментальные исследования, соответствует максимальная чувствительность глаза человека. На рис. 2 приводится кривая относительной видности, или, как ее чаще называют, кривая спектральной чувствительности глаза; для дневного зрения чувствительность глаза простирается приблизительно от длины волны 380 до 770 м.мк.

В табл. 2 приводятся величины функции K_{λ} , соответствующие различным значениям λ , взятым через 10 м.мк.

Неоднократно пытались определить вид аналитической зависимости $K_{\lambda} = f(\lambda)$. К сожалению, формулы получаются при этом довольно сложными. Наиболее удачной следует считать функцио-

* При этом предполагается наличие линейной зависимости между фототоком и мощностью падающего излучения.

Таблица 2

Относительная видность K_λ для дневного зрения

λ (м.мк)	K_λ	λ (м.мк)	K_λ	λ (м.мк)	K_λ	λ (м.мк)	K_λ
380	0,00004	480	0,139	570	0,952	670	0,032
390	0,00012	490	0,208	580	0,870	680	0,017
400	0,0004	500	0,323	590	0,757	690	0,0082
410	0,0012	510	0,503	600	0,631	700	0,0041
420	0,0040	520	0,710	610	0,503	710	0,0021
430	0,0116	530	0,862	620	0,381	720	0,00105
440	0,023	540	0,954	630	0,265	730	0,00052
450	0,038	550	0,995	640	0,175	740	0,00025
460	0,060	555	1,000	650	0,107	750	0,00012
470	0,091	560	0,995	660	0,061	760	0,00006
						770	0,00003

нальную зависимость, установленную Гольдгаммером—Гершуном:

$$K_\lambda = A\lambda^{-m}e^{-\frac{n}{\lambda}}, \quad (1,17)$$

где $m=182,19050$; $n=100,93700$; $\lg A=32,41070$; длины волн λ выражаются в м.к. На рис. 3 приведены кривые относительной

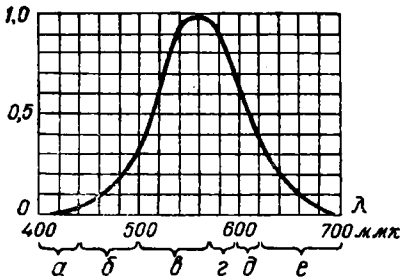


Рис. 2. Кривая относительной видности глаза. Участки спектра:

α —фиолетовый, β —синий, γ —зеленый, δ —желтый, ϵ —оранжевый, ζ —красный

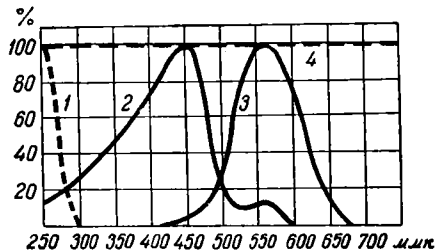


Рис. 3. Кривые относительной спектральной чувствительности различных приемников лучистой энергии:

1—кадмиевый фотоэлемент, 2—фотопластинка «Ортохром», 3—глаз, 4—термоэлемент

спектральной чувствительности некоторых приемников: кадмиевого фотоэлемента, обладающего максимумом чувствительности в ультрафиолетовой области; ортохроматического фотослоя, имеющего максимум чувствительности в сине-фиолетовой части спектра ($\lambda_0 \approx 450$ м.к.); человеческого глаза, максимальная чувствитель-

ность которого приходится на желто-зеленую часть спектра, и термоэлемента—неселективного приемника, имеющего одинаковую чувствительность во всех участках спектра.

Своеобразен ход кривой спектральной чувствительности человеческого глаза; простираясь приблизительно от 380 до 770 *ммк*, кривая, имея максимум в средней части видимого спектра, круто и почти симметрично спадает в обе стороны спектра. Оригинальные и глубокие по содержанию соображения приводит [10] академик С. И. Вавилов, рассматривающий физические свойства глаза в историческом аспекте его эволюционного развития и постепенного приспособления к наилучшему восприятию света солнца, в лучах которого развивался и животный и растительный мир на земле. Максимум чувствительности человеческого глаза расположен близко к максимуму излучения солнца. Это совпадение является по С. И. Вавилову вполне закономерным.

В следующей главе глазу, как приемнику радиации и как аппарату цветного зрения, будет уделено особое внимание. Здесь же попытаемся обосновать, имея в виду селективные спектральные свойства различных приемников лучистого потока и спектральную чувствительность глаза, в частности рациональность оценки величины лучистого потока в некоторых эффективных единицах, приведенных (редуцированных) применительно к спектральным свойствам приемника. Рационально ли во всех случаях лучистый поток измерять в ваттах, если приемник имеет спектральную чувствительность, не постоянную для излучений всех длин волн? Зная величину лучистого потока в ваттах, мы еще равно ничего не можем сказать о действии его на селективный приемник. Например, 1 *вт* монохроматического излучения с длиной волны 555 *ммк* вызовет световое раздражение сетчатки приблизительно в два раза большее (см. табл. 2), чем 1 *вт* монохроматического излучения с длиной волны 510 *ммк*, а излучение с длиной волны 1000 *ммк* вообще никакой световой реакции в глазу не вызовет. Только по отношению к неселективному приемнику (болومتر, термоэлемент) все ватты лучистого потока эквивалентны; по отношению же к селективному приемнику «ватт ватту рознь»: одинаковые лучистые потоки, но при различных длинах волн вызовут неодинаковые реакции приемников. Таким образом, применительно к селективным приемникам лучистый поток должен быть р е д у ц и р о в а н (приведен), т. е. должен быть определен э ф ф е к т и в н ы й поток, воздействующий на заданный приемник соответственно спектральной чувствительности последнего.

В случае глаза таким эффективным потоком является с в е т о в о й п о т о к; «приведение» лучистого потока к световому осуществляется с помощью коэффициента видности V_λ (I,13). Зная функцию относительной видности глаза K_λ (I,16), можно выразить для всех λ значения соответствующих коэффициентов видности V_λ . Естественно, исходить из значения коэффициента V_{λ_0} ,

соответствующего излучению $\lambda_0 = 555$ мкм, и к нему относить величины коэффициентов для всех других монохроматических излучений. Назовем величину $V_{\lambda_0=555} = V_0$, устанавливающую в соответствии с формулой (I,13) соотношение между лучистым и световым потоками — световым эквивалентом лучистого потока. Этот эквивалент устанавливает соотношение между единицей светового потока — люменом (лм) — и единицей лучистого потока — ваттом (вт). В качестве наиболее вероятного численного значения светового эквивалента излучения в настоящее время принята величина [46]:

$$V_{\lambda_0=555 \text{ мкм}} = V_0 = 683 \frac{\text{лм}}{\text{вт}}. \quad (\text{I},18)$$

Это означает, что при длине волны $\lambda_0 = 555$ мкм монохроматический лучистый поток 1 вт соответствует монохроматическому световому потоку (желто-зеленого цвета) 683 лм. Обратная его величина носит название механического эквивалента света:

$$M = \frac{1}{V_0} = 0,00146 \frac{\text{вт}}{\text{лм}}. \quad (\text{I},19)$$

Монохроматическому лучистому потоку dP_λ длины волны λ , как следует из формул (I,13) и (I,16), будет соответствовать световой поток dF_λ :

$$dF_\lambda = V_\lambda dP_\lambda = V_0 K_\lambda dP_\lambda \text{ лм}. \quad (\text{I},20)$$

В случае сплошного спектра распределение светового потока определится спектральной интенсивностью светового потока f_λ :

$$f_\lambda = \frac{dF_\lambda}{d\lambda} = V_\lambda \frac{dP_\lambda}{d\lambda} = V_\lambda \varphi_\lambda, \quad (\text{I},21)$$

где φ_λ — введенная выше (I,11) функция спектрального распределения лучистого потока — спектральная интенсивность лучистого потока. Функция f_λ измеряется в люменах на микрон или в люменах на миллимикрон.

Для элементарного светового потока dF_λ из (I,20) получим:

$$dF_\lambda = f_\lambda d\lambda = V_\lambda \varphi_\lambda d\lambda. \quad (\text{I},22)$$

Световой поток сложного излучения со сплошным спектром определится в результате интегрирования:

$$F = \int_{\lambda=380}^{\lambda=770} V_\lambda \varphi_\lambda^3 d\lambda = V_0 \int_{\lambda=380}^{\lambda=770} K_\lambda \varphi_\lambda d\lambda \text{ лм}. \quad (\text{I},23)$$

За пределами видимой области спектра подынтегральная функция равна нулю.

Выражение (I,23) позволяет наряду с общепринятым понятием светового потока как лучистого потока, оцениваемого по световому ощущению, которое он производит, дать определение светового потока как мощности излучения, ослабленной при различных длинах волн пропорционально коэффициенту видности. Может быть, такое определение несколько и формально, но зато полностью отражает количественную (расчетную) сторону.

В заключение заметим, что в случае других селективных приемников излучения оценка действия лучистого потока на приемник может быть проведена аналогично тому, как это было выполнено для человеческого глаза. Например, в случае фотозлемента, облучаемого сложным излучением, возникший в цепи фототок i_{ϕ} определится из общего выражения:

$$i_{\phi} = \int_0^{\infty} \sigma_{\lambda} \varphi_{\lambda} d\lambda, \quad (I,24)$$

где φ_{λ} —введенная выше (I, 11) функция—спектральная интенсивность лучистого потока, характеризующая распределение энергии по спектру данного излучения; σ_{λ} —спектральная отдача фотозлемента (I,14).

В качестве примеров оценки действия излучения в ультрафиолетовой области могут быть названы бактерицидная и эритемная системы эффективных величин. В первой из них мерой реакции на излучение принята некоторая характеристика губительного действия ультрафиолетового излучения на бактерии; во второй—покраснение кожи человека и последующая пигментация в результате облучения. В инфракрасной области обычно пользуются системой лучистых (энергетических) величин вследствие того, что энергия излучения в этой области спектра чаще всего преобразовывается приемником в энергию тепловую.

Не останавливаясь здесь на построении названных систем эффективных величин, укажем лишь общие принципы построения. Эффективный поток представляет собой величину, отличающуюся от лучистого потока тем, что он оценивается мерой реакции приемника; следовательно, при определении его должна быть принята во внимание спектральная чувствительность приемника. Для различных приемников зоны чувствительности часто лежат в различных участках спектра. В связи с этим рационально иметь не одну, а несколько систем эффективных величин, каждая из которых предназначена для обслуживания группы приемников. Выбор единиц эффективного потока определяется мерой реакции того приемника, для которого выбирают эти единицы. К сожалению, не для всех приемников оказывается возможным достаточно точно установить и измерить меру реакции. К числу таких

приемников, в частности, относятся некоторые биологические приемники лучистой энергии. Для приемников этой группы условно принимают за единицу лучистые монохроматические потоки (например, эритемные и бактерицидные потоки) в 1 вт при определенных длинах волн, при которых приемники имеют максимальную чувствительность. В частности, максимум эритемной эффективности приходится на излучение с длиной волны 297 мкм ; максимум бактерицидной эффективности — на участок спектра $254\text{—}258 \text{ мкм}$.

§ 3. ВЕЛИЧИНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛУЧИСТОГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ И В ПРОСТРАНСТВЕ

До сих пор при энергетическом исследовании излучений мы касались лишь спектрального распределения лучистого потока. Изучение пространственного распределения этого потока по различным направлениям или распределение на поверхностях, его испускающих и воспринимающих, требует введения новых понятий и соответствующих величин.

Для характеристики поверхностного и пространственного распределения лучистого потока с учетом времени его воздействия на приемник достаточно введения шести основных понятий:

1. Плотность излучения (энергетическая светность). Для характеристики самосветящихся излучателей (первичных источников), а также несамосветящихся поверхностей, излучающих благодаря проходящему через них или отраженному ими лучистому потоку (вторичные источники), вводится понятие о поверхностной плотности лучистого потока, как отношение испускаемого поверхностью полного лучистого потока dP к площади этой поверхности dS_1 . Эта величина определяет плотность излучения (энергетическую светность) R^0 :

$$R^0 = \frac{dP}{dS_1} . \quad (I,25)$$

Для поверхностей конечных размеров отношение

$$R^0 = \frac{P}{S_1} \quad (I,26)$$

характеризует их среднюю плотность излучения.

Единицей плотности излучения является 1 вт/м^2 ; это — одинаково во всех точках излучающая плоская поверхность, которая испускает в одну сторону от себя лучистый поток в 1 вт с площади в 1 м^2 .

2. **Облученность (энергетическая освещенность).** Пусть на элемент поверхности dS_2 падает лучистый поток dP любого направления падающих лучей. Отношение этого потока dP к площади облучаемой поверхности dS_2 определяет поверхностную плотность лучистого потока. Эта величина называется облученностью (энергетической освещенностью) E^0 поверхности:

$$E^0 = \frac{dP}{dS_2}. \quad (I,27)$$

Для поверхностей конечных размеров отношение

$$E^0 = \frac{P}{S_2} \quad (I,28)$$

характеризует их среднюю плотность облучения.

Подобное определение приложимо как к полному лучистому потоку, так и к потоку, ограниченному определенной областью спектра.

Единицей облученности является 1 вт/м^2 , это—облученность поверхности, которая получает одинаково распределенный по ней лучистый поток в 1 вт на площадь в 1 м^2 .

Заметим, что в случае идеально рассеивающей поверхности, полностью отражающей без всякого поглощения весь падающий на нее лучистый поток, облученность равна плотности излучения. Реальные поверхности отражают лишь часть падающего на них лучистого потока; в этом случае плотность излучения определится из формулы

$$R^0 = \rho E^0, \quad (I,29)$$

где ρ —коэффициент отражения, равный отношению потока отраженного к падающему и, очевидно, остающийся всегда меньше единицы.

Аналогично, обозначив через τ величину коэффициента пропускания, т. е. отношение пропускаемого данным телом лучистого потока к потоку излучения, падающему на него, получим

$$R^0 = \tau E^0. \quad (I,30)$$

3. **Сила излучения (энергетическая сила света).** Выше были введены величины, характеризующие поверхностные плотности распределения лучистого потока.

Излучение, распространяясь в пространстве по разным направлениям, может иметь различную пространственную плотность. Характеристикой пространственной плотности лучистого потока, излучаемого источником в данном направлении, является сила излучения (энергетическая сила света) I^0 . Эта величина определяется отношением лучистого потока dP к телесному углу $d\Omega$, в пределах которого он распространяется:

$$I^0 = \frac{dP}{d\Omega}. \quad (I,31)$$

Сила света относится к определенному направлению в пространстве. Это направление определяется осью бесконечно малого телесного угла $d\Omega$, в вершине которого расположен источник излучения.

При этом предполагается, что источник излучения точечный, т. е. имеет малые размеры по сравнению с теми расстояниями, на которых рассматривается его действие. Как будет показано ниже, точечность источника зависит не от линейных размеров его, а от отношений его размеров к расстояниям до той точки, в которой оценивается действие источника; например звезда, имеющая гигантские размеры, является для земного наблюдателя типом идеального точечного источника.

Источником излучения можно назвать все тела, которые испускают, отражают или пропускают лучи; для разграничения случаев испускания и отражения (или пропускания) можно называть первичными источниками тела, непосредственно испускающие излучение, а вторичными источниками тела, которые отражают или пропускают падающие на них лучи. В последующем между этими случаями не делается никакого различия, т. е. вводимые в дальнейшем определения одинаково приложимы к обоим типам источников.

В заключение напомним, что телесный угол $d\Omega$ измеряется отношением площади dS , которую он вырезает на поверхности сферы, описанной из его вершины, к квадрату радиуса r^2 этой сферы:

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2}. \quad (\text{I,31}')$$

Если нормаль к элементу поверхности dS образует угол i с осью бесконечно малого телесного угла $d\Omega$, имеем

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \cos i. \quad (\text{I,31}'')$$

За единицу телесного угла принимается *стерадиан (стр)*—телесный угол, вырезающий на сфере единичного радиуса поверхность единичной площади. Единицей силы излучения является 1 вт/стр ; это—сила излучения источника в тех направлениях, в которых он испускает лучистый поток в 1 вт , одинаково распределенный внутри телесного угла в 1 стерадиан.

4. **Лучистость (энергетическая яркость).** Излучение элемента dS_1 можно изучать с двух точек зрения:

а) рассматривая полный испускаемый поток независимо от направления испускания, приходим к введенному выше понятию плотности излучения;

б) рассматривая лучистый поток, испускаемый элементом в определенном направлении, приходим к вводимому понятию лучистости (энергетической яркости).

Таким образом, и лучистость и плотность излучения характеризуют излучение источников (первичных или вторичных), но в отличие от плотности излучения, лучистость указывает на характер распределения потока, испускаемого излучающей поверхностью, по разным направлениям.

Лучистость B_i° в данном направлении, образующем угол i с нормалью к излучающей поверхности dS_1 , характеризует отношение силы излучения dI_i° к видимой площади излучающей поверхности в заданном направлении:

$$B_i^{\circ} = \frac{dI_i^{\circ}}{dS_{1,i}}, \quad (I,32)$$

где dI_i° —сила излучения в данном направлении i ; $dS_{1,i}$ —видимая площадь элемента поверхности dS_1 в направлении, образующем угол i с нормалью к элементу dS_1 .

Нетрудно видеть, что

$$dS_{1,i} = dS_1 \cos i,$$

т. е. величина $dS_{1,i}$ равна проекции элемента поверхности dS_1 на плоскость, перпендикулярную к направлению, образующему угол i с нормалью к элементу dS_1 .

Из (I,32) находим

$$B_i^{\circ} = \frac{dI_i^{\circ}}{dS_1 \cos i}. \quad (I,32')$$

В формуле (I,32') предполагается, что излучающий элемент поверхности dS_1 бесконечно мал и сила излучения dI_i° в данном направлении бесконечно мала. В случае излучающей поверхности конечных размеров можно написать выражение, аналогичное (I,32), и для средней лучистости:

$$B_i^{\circ} = \frac{I_i^{\circ}}{S_1 \cos i}. \quad (I,32'')$$

Очевидно, эта формула будет определять не усредненное, а точное значение лучистости B_i° излучающей поверхности S_1 конечных размеров, если все элементы этой поверхности имеют одинаковую силу излучения в данном направлении i .

Возвратившись к (I,32') и приняв во внимание (I,31), получим

$$B_i^{\circ} = \frac{d \left(\frac{dP}{d\Omega} \right)}{dS_1 \cos i} = \frac{d^2P}{dS_1 d\Omega \cos i}; \quad (I,32''')$$

отсюда

$$d^2P = B_i^{\circ} \cos i dS_1 d\Omega,$$

где d^2P —элементарный лучистый поток, испускаемый элементом dS_1 , лучистость которого равна B_i° в данном направлении и в пре-

делах элементарного телесного угла $d\Omega$, ось которого образует угол i с нормалью к поверхности dS_1 .

Введенное понятие лучистости крайне важно при рассмотрении вопросов распределения излучения. Как увидим в дальнейшем, именно лучистость непосредственно воспринимается глазом в видимой области спектра и в этом смысле является важнейшей фотометрической характеристикой наблюдаемых предметов.

Как следует из (I,32'), единицей лучистости является $1 \text{ вт}/\text{м}^2 \text{ стp}$; это — лучистость предельно малой, одинаково во всех точках излучающей плоской поверхности, для которой отношение силы излучения, выраженной в $\frac{\text{вт}}{\text{стp}}$ к ее площади в квадратных метрах, равно единице, причем лучистость и сила излучения определяются в перпендикулярном направлении к этой поверхности.

5. Энергия излучения. Выше было введено определение лучистого потока P как мощности излучения. Следовательно, энергия излучения выразится произведением лучистого потока P на время его действия t :

$$L^{\circ} = P \cdot t. \quad (\text{I,33})$$

Если лучистый поток не остается постоянным в течение времени его действия, то вместо (I,33) получим

$$L^{\circ} = \int_{t=0}^t P(t) dt, \quad (\text{I,33}')$$

где лучистый поток P_t является функцией времени. Единицей энергии излучения является ватт-секунда ($\text{вт}\cdot\text{с}$) или джоуль (дж).

6. Количество облучения (энергетическое количество освещения). Реакция некоторых приемников лучистой энергии пропорциональна времени воздействия на них излучения. Так, фотографическая пластинка после проявления оказывается тем чернее, чем дольше (в известных пределах) воздействовало на нее излучение. Бактерицидная эффективность ультрафиолетовой радиации определяется не только плотностью облучающего потока (облученностью) E° , но и временем его воздействия на приемник: чем дольше бактерицидный поток облучает среду, содержащую бактерии, тем губительнее для последних его действие. При оценке эритемного действия излучения в известных пределах можно также считать, что оно пропорционально облученности E° и времени t воздействия излучения.

Во всех указанных и аналогичных им случаях при оценке действия лучистого потока приходится пользоваться величиной, называемой количеством облучения:

$$H^{\circ} = E^{\circ} \cdot t, \quad (\text{I,34})$$

которое равно произведению облученности E° на время t , в течение которого излучение воздействовало на приемник.

Если величина облученности не остается постоянной в течение времени облучения, то вместо (I,34) получим

$$dH^{\circ} = E^{\circ}(t) dt; \quad (I,34')$$

отсюда

$$H^{\circ} = \int_{t=0}^t E(t) dt, \quad (I,34'')$$

где облученность $E^{\circ}(t)$ —функция времени. Единицей количества облучения является $1 \frac{см}{м^2} сек = 1 \frac{джс}{м^2}$; это—количество облучения, получаемое поверхностью, на которую каждую секунду падает один джоуль лучистой энергии, равномерно распределенной на площади в один квадратный метр.

§ 4. ОСНОВНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЕДИНИЦЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

Для оценки визуального действия лучистого потока и характеристики его распределения на поверхности и в пространстве, рационально вместо энергетических (лучистых) величин и соответствующих единиц ввести фотометрические (световые) величины и единицы.

Определения световых величин аналогичны определениям соответствующих энергетических величин, установленных в предыдущем параграфе; для их формулировки лишь необходимо:

а) опустить прилагательные энергетическая и индекс $^{\circ}$ в формулах (I,25)—(I,34);

б) заменить слово лучистый словом световой (поток);

в) заменить букву P буквой F в тех же формулах (I,25)—(I,34).

Приходим к следующим определениям основных световых величин:

Световой поток F —мощность излучения, оцениваемая по световому ощущению, которое она производит (см. (I,23):

$$F = \int_{\lambda=380}^{\lambda=770} V_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda = 683 \int_{\lambda=380}^{\lambda=770} K_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda.$$

Световая энергия L —произведение светового потока на время его действия (см. (I,33):

$$L = F \cdot t; \quad L = \int_{t=0}^t F(t) dt. \quad (I,35)$$

С в е т н о с т ь — плотность излучаемого светового потока по площади поверхности излучающего тела. Светность R численно равна отношению светового потока к площади светящейся поверхности (см. (I,25):

$$R = \frac{dF}{dS_1}. \quad (I,36)$$

О с в е щ е н н о с т ь — плотность светового потока по освещаемой поверхности. Освещенность E численно равна отношению светового потока к площади поверхности, на которую он падает (см. (I,27):

$$E = \frac{dF}{dS_2}. \quad (I,37)$$

С и л а с в е т а — пространственная плотность светового потока в данном направлении. Сила света I численно равна отношению светового потока к телесному углу, в котором он распространяется (см. (I,31):

$$I = \frac{dF}{d\Omega}. \quad (I,38)$$

К о л и ч е с т в о о с в е щ е н и я — величина световой энергии, упавшей на единицу площади поверхности освещаемого тела. Количество освещения H численно равно произведению освещенности на время освещения (см. (I,34):

$$H = E \cdot t; \quad H = \int_{t=0}^t E(t) dt. \quad (I,39)$$

Я р к о с т ь — поверхностная плотность силы света в заданном направлении. Яркость B численно равна отношению силы света в данном направлении к площади проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную к тому же направлению (см. (I,32):

$$B = \frac{dI}{dS_1 \cos i}. \quad (I,39')$$

Что касается световых (фотометрических) единиц, то на их введении следует остановиться несколько подробнее.

Как было пояснено выше, измерять световой поток в энергетических единицах (например, в *вт*) крайне неудобно, поскольку видность глаза является функцией длины волны. Для измерения светового потока принята особая единица — лю мен (*лм*)*.

До сих пор не удавалось установить рациональный и повсеместно признанный эталон световых величин. Некоторый прогресс здесь наметился лишь за последние годы. Уже давно метрологические лаборатории многих стран работают над созданием надежного и хорошо воспроизводимого светового эталона.

* Lumen (*лат.*) — свет; лампа.

Еще в конце прошлого века была предложена модель абсолютно черного тела, находящегося при строго определенной температуре, в качестве светового эталона.

Согласно решению Консультативного комитета по фотометрии при Международном комитете мер и весов с 1 января 1940 года должна была быть введена новая единица силы света, осуществленная эталоном черного тела, конструктивные элементы которого были точно установлены. Вторая мировая война в свое время помешала введению новых фотометрических единиц.

С 1 июля 1956 года в СССР введен новый государственный стандарт на световые единицы—ГОСТ 7932—56, взамен ранее существовавшего стандарта 1932 года (ОСТ 4891). Предусмотренная новым стандартом система световых единиц построена на основе созданного Всесоюзным научно-исследовательским институтом метрологии имени Д. И. Менделеева светового эталона [66] в виде полного излучателя (абсолютно черного тела) взамен совокупности эталонных пустотных электрических ламп, на основе которых ранее устанавливалась единица силы света—международная свеча. Наш новый стандарт сохраняет основной световой единицей свечу и дает определение этой единице силы света в соответствии с решением IX Генеральной конференции по мерам и весам в 1948 году:

«Свеча это такая сила света, при которой яркость полного излучателя при температуре затвердевания платины равна 60 свечам на квадратный сантиметр».

Такое определение становится понятнее из рассмотрения соотношения (I,32), если принять во внимание, что абсолютный излучатель имеет постоянную яркость для всех направлений i . Заметим также, что температура затвердевания химически чистой платины при нормальном атмосферном давлении определена с большой тщательностью и равна 2042°K .

Чтобы получить представление о свече как единице силы света, укажем, что обычная стеариновая свеча имеет силу света около 1 св; электрическая лампа накаливания 127 в 100 вт имеет силу света около 100 св.

Заметим также, что в природе точечных источников не бывает, а все источники имеют конечные размеры. Чем больше расстояние, на котором наблюдается световое действие источника, тем с большим основанием и меньшей погрешностью можно считать источник точечным, например, если поперечные размеры источника не превышают $\frac{1}{5}$ от расстояния, на котором производятся световые измерения, то погрешность измерений, обусловленная допущением, что источник точечный, не превысит 1%.

Остальные световые единицы ГОСТа 7932—56 являются производными относительно основной единицы—свечи (св).

Единица светового потока—люмен (лм); это—световой поток в пределах телесного угла в один стерадиан от

равномерно во всех направлениях излучающего точечного источника силой света в 1 св (см. (I,38):

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ св} \cdot 1 \text{ стр.}$$

Представление о величине люмена дает световой эквивалент излучения $V_0(I,18)$; при длине волны $\lambda=555 \text{ мкм}$ лучистый поток 1 *вт* соответствует световому потоку 683 *лм*. Например, нормальная осветительная лампа накаливания 127 *в* 100 *вт* излучает световой поток около 1200 *лм*; электрическая лампочка карманного фонаря излучает поток около 6 *лм*.

Единица световой энергии—люмен-секунда (*лм-с*); это—действие светового потока в 1 *лм* в течение 1 сек. (см. (I, 35):

$$1 \text{ лм-с} = 1 \text{ лм} \cdot 1 \text{ сек.}$$

Более крупными единицами световой энергии являются люмен-час (*лм-ч*) и килолюмен-час (*клм-ч*):

$$1 \text{ лм-ч} = 3600 \text{ лм-с};$$

$$1 \text{ клм-ч} = 3\,600\,000 \text{ лм-с.}$$

Единица светности—люмен на квадратный метр (*лм/м²*); светность одинакова во всех точках светящейся плоской поверхности, которая испускает в одну сторону от себя световой поток в 1 *лм* с площади 1 *м²* (см. (I,36):

$$1 \text{ лм/м}^2 = \frac{1 \text{ лм}}{1 \text{ м}^2}.$$

Новая система световых единиц базируется на практической системе единиц—метр, килограмм (массы), секунда; поэтому площадь излучателя выражена в квадратных метрах.

В ОСТ 4891 1932 года единица светности называлась радлюкс (*рлк*).

Более крупная (не стандартная) единица светности радфот (*рф*):

$$1 \text{ рф} = 1 \text{ лм/см}^2 = 10^4 \text{ лм/м}^2.$$

Для получения представления о светностях некоторых предметов укажем, что, например, светность белого листа бумаги, освещенного искусственным светом, должна составлять не менее 35 *лм/м²* при письме или чтении; часто рекомендуемая величина светности киноэкранов составляет 50 *лм/м²* (в сельских кинотеатрах) и 100 *лм/м²* (в городских); светность снежного покрова в безлунную ночь—около 0,002 *лм/м²*; в лунную ночь—около 0,15 *лм/м²*, а в солнечный полдень—80 000 *лм/м²*. Таким образом, светности наблюдаемых предметов колеблются в весьма широких пределах—от тысячных (и меньше) долей *лм с м²* до нескольких десятков тысяч *лм с м²*.

Единица освечивания—свеча-секунда (*св-с*); это—действие источника в 1 свече в течение 1 сек.:

$$1 \text{ св-с} = 1 \text{ св} \cdot 1 \text{ сек.}$$

Единица яркости—нит (*нт*); это—яркость предельно малой (одинаково во всех точках светящейся) плоской поверхности, для которой отношение силы света в свечах к ее площади в квадратных метрах равно единице, причем яркость и сила света определяются в перпендикулярном направлении к этой поверхности (см. (I,39')):

$$1 \text{ нт} = \frac{k \cdot 1 \text{ св}}{k \cdot 1 \text{ м}^2},$$

где *k*—произвольный предельно малый числовой множитель.

В ОСТ 4891 единица яркости имела наименование децимиллистильб (*дмсб*). Более крупная (нестандартная) единица яркости—стильб* (*сб*):

$$1 \text{ сб} = \frac{k \cdot 1 \text{ св}}{k \cdot 1 \text{ см}^2} = 10^4 \text{ нт.}$$

Находит применение (в частности, в кинотехнике, глазной оптике и других отраслях) нестандартная единица яркости—апостильб (*асб*); это—одинаковая по всем направлениям яркость плоской поверхности, светность которой равна 1 лм/м²; апостильб следующим образом связан со стандартной единицей яркости—нитом (см. ниже (I,54')):

$$1 \text{ нт} = \pi \text{ асб.}$$

Для получения некоторого представления о величинах яркостей различных предметов и источников света укажем, что, например, яркость пламени свечи около 0,5 *сб*; нормальная яркость освещенного искусственным светом листа белой бумаги при письме или чтении порядка 0,001 *сб*; яркость светло окрашенных стен, освещенных дневным светом, порядка 0,01 *сб*; яркость люминесцентной лампы 0,7 *сб*; яркость ясного дневного неба порядка 0,5 *сб*; яркость вольфрамовой нити накала электрической осветительной лампы около 500 *сб*; яркость кратера простой угольной вольтовой дуги 15 000 *сб*; яркость поверхности солнца, наблюдаемой через земную атмосферу, около 120 000 *сб*.

Следующие цифры дают представление о слабых и пороговых яркостях. Белая поверхность, освещенная полной луной, имеет яркость $6 \cdot 10^{-6}$ *сб*. Яркость белой поверхности, освещенной ночным небом в безлунную ночь, порядка 10^{-8} *сб*; ночное безлунное небо имеет яркость 10^{-8} *сб*. Наименьшая яркость предметов, воспринимаемая глазом в полной темноте на совершенно черном

* Στιλβω (*греч.*)—блестеть, сиять.

фоне, около 10^{-10} *сб*; это—так называемая пороговая яркость человеческого глаза.

Таким образом, диапазон яркостей окружающих нас тел огромен: от сотен тысяч стильб до миллиардных долей стильба.

Единица освещенности—люкс* (*лк*); это—освещенность поверхности, которая получает одинаково распределенный по ней световой поток в 1 *лм* на площади в 1 *м*² (см. (I,37):

$$1 \text{ лк} = 1 \text{ лм} / 1 \text{ м}^2.$$

Более крупная (нестандартная) единица освещенности фот (*ф*):

$$1 \text{ ф} = 1 \text{ лм} / \text{см}^2 = 10^4 \text{ лк}.$$

Для получения представления о величинах освещенностей различных предметов укажем, что, например, для чтения и письма при искусственном освещении должна быть создана освещенность не менее 50 *лк*; освещенность земной поверхности в солнечный полдень—100 000 *лк*; освещенность ясным летним днем в хорошо освещенной комнате—сотни и тысячи люксов.

Следующие цифры дают представление о слабых и пороговых освещенностях. Освещенность земной поверхности при полной луне, близкой к зениту, 0,2 *лк*; освещенность земли в безлунную ночь 0,002 *лм*; на черном фоне неба можно увидеть невооруженным глазом звезды вплоть до восьмой величины, что соответствует освещенности $1,4 \cdot 10^{-9}$ *лк*; такую освещенность создавала бы свеча, помещенная от наблюдателя на расстоянии 27 *км*, если бы атмосфера была абсолютно прозрачной; указанная величина освещенности близка к пороговой, т. е. минимальная, воспринимаемая глазом освещенность на зрачке.

Единица количества освещения—люкс-секунда (*лк-с*); это—количество освещения, которое получает поверхность при освещенности ее в 1 *лк* в течение 1 сек. (см. (I,39):

$$1 \text{ лк-с} = 1 \text{ лк} \cdot 1 \text{ сек}.$$

При сопоставлении ранее применявшихся световых единиц по ОСТ 4891 1932 года со световыми единицами, установленными новым стандартом—ГОСТ 7932—56, должны применяться следующие соотношения:

$$1 \text{ свеча (международная)} = 1,005 \text{ свечи (новой);}$$

$$1 \text{ люмен (прежний)} = 1,005 \text{ люмена (нового);}$$

$$1 \text{ радлюкс (прежний)} = 1,005 \text{ единицы светности (новой);}$$

$$1 \text{ децимиллестильб (прежний)} = 1,005 \text{ нита;}$$

$$1 \text{ люкс (прежний)} = 1,005 \text{ люкса (нового).}$$

* Лух (*лат.*)—свет солнца, освещение.

Переходный множитель 1,005 получился как отношение принятой новым ГОСТом 7932—56 величины яркости 60 св/см^2 абсолютного излучателя при температуре затвердевания платины к величине $59,70 \text{ св/см}^2$, которой соответствовала яркость этого излучателя в прежней системе световых единиц (ОСТ 4891): $1,005 = \frac{60}{59,70}$.

В заключение приведем табл. 3 световых величин и единиц по ГОСТу 7932—56.

Таблица 3

Световые величины и их единицы

Величины	Определяющее уравнение	Единица	Определение единицы
Световой поток	$F = 683 \int K_{\lambda} \Phi_{\lambda} d_{\lambda}$	Люмен (лм)	$1 \text{ лм} = 1 \text{ св} \times 1 \text{ стр}$
Сила света	$I = \frac{dF}{d\Omega}$	Свеча (св)	Основная единица
Световая энергия	$L = \int F dt$	Люмен-секунда (лм-с)	$1 \text{ лм-с} = 1 \text{ лм} \times 1 \text{ сек}$
Светность	$R = \frac{dF}{dS_1}$	Люмен на кв. метр $\left(\frac{\text{лм}}{\text{м}^2}\right)$	$1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2} = \frac{1 \text{ лм}}{1 \text{ м}^2}$
Освещенность	$E = \frac{dF}{dS_2}$	Люкс (лк)	$1 \text{ лк} = \frac{1 \text{ лм}}{1 \text{ м}^2}$
Количество освещения	$H = \int E dt$	Люкс-секунда (лк-с)	$1 \text{ лк-с} = 1 \text{ лк} \times 1 \text{ сек}$
Яркость	$B = \frac{dI}{dS_1 \cos i}$	Нит (нт)	$1 \text{ нт} = \frac{\text{к} \cdot 1 \text{ св}}{\text{к} \cdot 1 \text{ м}^2}$
Освечивание	$dA = I dt$	Свеча-секунда (св-с)	$1 \text{ св-с} = 1 \text{ св} \times 1 \text{ сек}$

§ 5. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ФОТОМЕТРИИ

Устанавливаемые в этом параграфе соотношения изложены в терминологии визуальной фотометрии, т. е. относятся к собственно световым явлениям. При соответствующем выборе единиц они могут быть применены и к любой другой системе эффективных величин.

А. Освещенность, создаваемая точечным источником света и произвольно светящимся источником любых размеров

Пусть элемент поверхности dS_2 освещается точечным источником света A (рис. 4), сила света которого равна I . Обозначив

через $d\Omega$ элементарный телесный угол с вершиной в точке A , опирающийся на элемент поверхности dS_2 , получим:

$$dF = I d\Omega, \quad (I,40)$$

где dF —световой поток, распространяющийся в телесном угле $d\Omega$ и падающий на элемент поверхности dS_2 .

Общее выражение телесного угла имеет следующий вид (I,31''):

$$d\Omega = \frac{dS_2}{r^2} \cos i,$$

где i —угол падения элементарного пучка лучей, точнее, угол между осью элементарного телесного угла $d\Omega$ и нормалью к элементу поверхности dS_2 ; r —расстояние источника света A от освещаемого элемента поверхности dS_2 .

После подстановки в (I,40) получим:

$$dF = \frac{I dS_2}{r^2} \cos i;$$

отсюда находим выражение освещенности элемента поверхности dS_2 :

$$E = \frac{dF}{dS_2} = \frac{I \cos i}{r^2}. \quad (I,41)$$

Эта формула выражает законы освещенности, создаваемой точечным источником:

1) освещенность пропорциональна силе света источника в данном направлении и обратно пропорциональна квадрату расстояния источника от освещаемого элемента поверхности (з а к о н к в а д р а т о в р а с с т о я н и я);

2) освещенность пропорциональна косинусу угла падения лучей на освещаемую поверхность (з а к о н н а к л о н а).

Эти результаты установлены в предположении, что среда, в которой расположены источник света A и освещаемая поверхность dS_2 , оптически однородна и не поглощает распространяющегося в ней светового потока, т. е. идеально прозрачна. Предполагается также, что размеры источника света малы по сравнению с расстоянием r . Если источник нельзя считать точечным, то его поверхность следует разбить на элементы и освещенность, производимую источником в данной точке, следует рассчитать, как сумму освещенностей, производимых каждым элементом источника.

Пусть dS_1 —один из элементов такой светящейся поверхности S_1 ; i_1 —угол между нормалью к элементу dS_1 и тем направлением, в котором сила света dI_{i_1} , а яркость B_{i_1} ; очевидно

$$dI_{i_1} = B_{i_1} \cos i_1 dS_1.$$

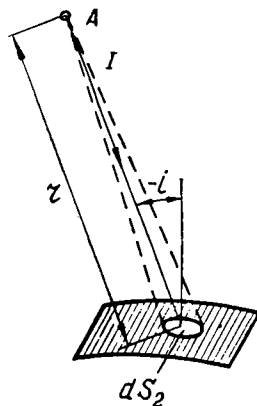


Рис. 14. К выводу законов освещенности

Если на расстоянии r от светящегося элемента dS_1 находится освещаемый элемент dS_2 , нормаль к которому составляет угол i_2 с падающим на него лучом, то освещенность dE элемента dS_2 выразится следующим образом:

$$dE = \frac{dI_{i_1}}{r^2} \cos i_2 = B_{i_1} \frac{\cos i_1 \cos i_2}{r^2} dS_1. \quad (I,41')$$

Освещенность элемента dS_2 от источника света произвольной формы, светящегося произвольным образом, определится как интеграл от этого выражения по всей поверхности S_1 :

$$E = \int_{S_1} B_{i_1} \frac{\cos i_1 \cos i_2}{r^2} dS_1, \quad (I,42)$$

где все величины, входящие под знак интеграла, являются функциями положения (координат) элемента dS_1 на поверхности S_1 .

Если сила света источника дана в свечах, а расстояние— в метрах, то значение освещенности будет выражено в люксах; если расстояние выражено в сантиметрах, то освещенность получится в фотах.

Одной из основных задач опытной фотометрии является сравнение силы света двух источников. Для решения этой задачи нужно располагать эталонным источником, сила света которого известна, и иметь возможность изменять освещенность на одном из экранов фотометра в произвольном известном отношении, что, в частности, может быть достигнуто методом изменения расстояния источника света от одного из экранов фотометра. Установив сравниваемые источники света, силы которых обозначим I_1 и I_2 , на таких расстояниях от экранов фотометра, чтобы оба поля сравнения фотометра были одинаково освещены, и измерив расстояния r_1 и r_2 от экранов до обоих источников на основании формулы (I,41), находим

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}, \quad (I,43)$$

т. е. силы света двух источников прямо пропорциональны квадратам их расстояний от одинаково освещенных ими поверхностей; это—закон уравнивания освещенностей, являющийся следствием закона освещенности (I,41).

Б. Второе определение величины яркости

Как было показано выше, яркость B_i в данном направлении, образующем угол i с нормалью к светящейся поверхности dS_1 , характеризует отношение силы света dI_i к видимой площади

излучающей поверхности в заданном направлении:

$$B_i = \frac{dI_i}{dS_{1,i}},$$

где dI_i — сила света в данном направлении; $dS_{1,i}$ — видимая площадь поверхности dS_1 в направлении, образующем угол i , с нормалью к элементу dS_1 .

Таким образом, величина яркости светящегося элемента поверхности dS_1 в каком-либо направлении определится отношением

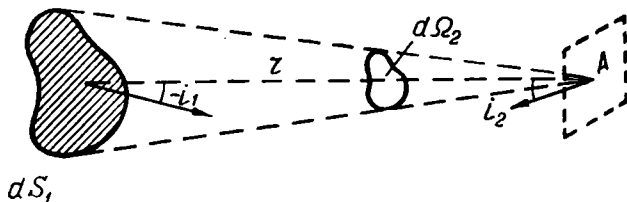


Рис. 5. К определению яркости

силы света dI_i , испускаемого поверхностью в данном направлении, к проекции $dS_1 \cos i$ светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную к тому же направлению:

$$B_i = \frac{dI_i}{dS_1 \cos i}. \quad (I,44)$$

В эту формулу входит величина dS_1 светящейся поверхности; формулой удобно пользоваться в случае светильников и любых самосветящихся или освещенных поверхностей. Например, яркость светильника в виде шара из молочного стекла определится как отношение силы света к площади большого сечения шара.

Возможны случаи, когда источник имеет сложную объемную конфигурацию (например, люминесцирующий газ, облако, светящееся рассеянным светом, и т. п.). Применительно к ним можно дать определение яркости в несколько иной форме.

Возьмем точку A на некотором расстоянии r от светящегося элемента dS_1 (рис. 5). Освещенность dE_{\perp} на плоскости, перпендикулярной оси телесного угла $d\Omega_2$ и проходящей через точку A , определится из формулы (I,41):

$$dE_{\perp} = \frac{dI_{i_1}}{r^2}, \quad (I,45)$$

где сила света dI_{i_1} , определяемая из формулы (I,44):

$$dI_{i_1} = B_{i_1} dS_1 \cos i_1. \quad (I,46)$$

Обратив внимание, что

$$d\Omega_2 = \frac{dS_1}{r^2} \cos i_1, \quad (I,46')$$

из (I,45) и (I,46) получим

$$B_{i_1} = \frac{dE_{\perp}}{d\Omega_2}. \quad (I,47)$$

Яркость измеряется освещенностью (при нормальном падении лучей), рассчитанной на единицу телесного угла источника. Иными словами, яркость определяется величиной телесного угла $d\Omega_2$, под которым виден из точки A светящийся элемент dS_1 , и освещенностью dE_{\perp} , создаваемой сходящимся пучком световых лучей на перпендикулярной к нему плоскости.

Таким образом, первое определение (I,44) относится к пучку световых лучей, сходящихся из светящейся поверхности dS_1 ; второе определение (I,47) относится к пучку световых лучей, приходящих в данную точку освещаемой поверхности.

В. Зависимости, относящиеся к источнику света, равнояркому во всех направлениях

В пределах некоторых телесных углов многие источники света (например, поверхность нити лампы накаливания) или освещенные тела, отражающие (белая покраска, матовая бумага) или пропускающие (светильники из молочного стекла) свет, имеют приблизительно одинаковую яркость во всех направлениях.

В общем случае, как следует из (I,44), яркость в данной точке поверхностного источника света является функцией направления, определяемого углом i . Задача существенно упрощается, если яркость источника остается одинаковой по всем направлениям (закон Ламберта).

В этом случае получим ряд элементарных следствий:

1. Закон изменения силы света источника. Из (I,44) имеем

$$dI_i = B_i dS_1 \cos i.$$

Если для всех направлений (для всех углов i) $B_i = \text{const} = B$, имеем

$$dI_i = dI_0 \cos i, \quad (I,48)$$

где $dI_0 = B dS_1$ — сила света светящегося элемента dS_1 в нормальном к нему направлении ($i=0$).

Если для всех точек светящейся поверхности S_1 справедлив закон Ламберта, вместо (I,48) можно написать

$$I_i = I_0 \cos i. \quad (I,48')$$

Для более наглядной характеристики распределения силы света источника по разным направлениям строят так называемую фотометрическую поверхность.

Изобразим численные значения силы света источника в различных направлениях в виде радиусов-векторов, отложенных от

источника света, как от светового центра. Длина радиуса вектора будет определять в принятом масштабе величину силы света, а направление радиуса-вектора совпадать с направлением силы света. Геометрическим местом концов радиусов-векторов сил света явится некоторая замкнутая поверхность—**фотометрическая поверхность**, ограничивающая часть пространства,—**фотометрическое тело** силы света. Сечение фотометрической поверхности вертикальной плоскостью, проходящей через световой центр, дает **продольную кривую распределения силы света**.

В простейшем случае, когда поверхность излучает по закону Ламберта, фотометрическое тело, очевидно, представит собой сферу, касательную к светящейся поверхности (рис. 6).

На рисунке представлена в полярных координатах продольная кривая распределения силы света в виде круга, изображающего зависимость силы света I_i от угла i в любой плоскости, проходящей через ось симметрии.

Если световой поток осветительного прибора излучается в пределах малого телесного угла (например, случай распределения силы света в прожекторе), то продольную кривую распределения силы света обычно строят в системе прямоугольных координат, откладывая по оси абсцисс значения углов i в достаточно крупном масштабе, что повышает точность чертежа.

2. Световой поток, испускаемый поверхностью, светящейся равномерно во всех направлениях. Пусть плоский излучатель ΔS_1 светит равномерно во всех направлениях, а, следовательно, сила света его распределена в соответствии с формулой (I,48').

Построим два конуса, общей осью которых служит нормаль ON (рис. 7), а образующими—линии OA и OA' . Половинные углы при вершине равны i и $i+di$; соответственные им телесные углы, ограниченные коническими поверхностями, обозначим через Ω и $\Omega+d\Omega$, где $d\Omega$ —изменение телесного угла Ω , соответствующее изменению плоского угла di (заштрихованная зона на рис. 7).

Внутри элементарного телесного угла $d\Omega$ сила света I_i имеет постоянное значение по всем направлениям:

$$I_i = B\Delta S_1 \cos i.$$

Напишем выражение элементарного светового потока, распространяющегося от светящегося элемента поверхности dS_1 в пределах телесного угла $d\Omega$:

$$d^2F = B_i \cos i dS_1 d\Omega. \quad (I,49)$$

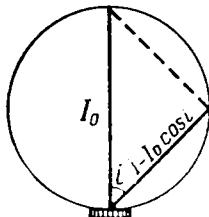


Рис. 6. Фотометрическое тело источника, излучающего по закону Ламберта

В рассматриваемом случае $B_i = \text{const} = B$ и вместо бесконечно малого элемента светящейся поверхности dS_1 берем конечный элемент ΔS_1 , предполагая, что во всех точках его величина яркости B остается постоянной; вместо (I,49) получим

$$d\Delta F = B \cos i \Delta S_1 d\Omega. \quad (\text{I},50)$$

Остается функционально выразить величину $d\Omega$ через di и проинтегрировать выражение (I,50).

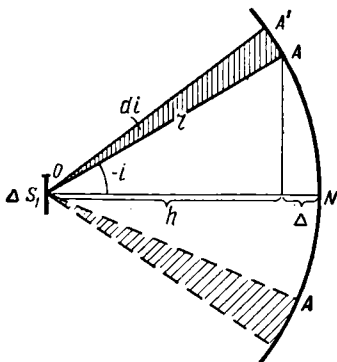


Рис. 7. Вычисление светового потока, испускаемого ламбертовым излучателем

Как следует из рис. 7, поверхность шарового сегмента ANA по известной теореме геометрии равна

$$M = 2\pi r \Delta,$$

где r —радиус сферы; Δ —высота шарового сегмента.

Из определения телесного угла следует

$$\Omega = \frac{M}{r^2} = \frac{2\pi\Delta}{r}.$$

Обратив внимание (рис. 7), что $\Delta = r - h$, находим

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{h}{r} \right) = 2\pi (1 - \cos i); \quad (\text{I},51)$$

отсюда

$$d\Omega = 2\pi \sin i \, di. \quad (\text{I},52)$$

После подстановки найденной величины $d\Omega$ в (I,50) имеем

$$d\Delta F = 2\pi B \Delta S_1 \sin i \cos i \, di.$$

Полный световой поток, излучаемый светящейся поверхностью ΔS_1 по одну сторону от себя, получим, проинтегрировав это выражение по переменной i в пределах от $i=0$ до $i=\frac{\pi}{2}$:

$$\Delta F = \pi B \Delta S_1 \int_{i=0}^{i=\frac{\pi}{2}} 2 \sin i \cos i \, di = \pi B \Delta S_1, \quad (1,53)$$

так как приведенный здесь интеграл равен единице.

Чтобы поток ΔF получить в люменах, следует яркость B (формула (1,53) выражать в нитах, а площадь ΔS_1 —в m^2 ; если яркость выражать в стильбах, то площадь излучателя следует брать в cm^2 .

3. Соотношение между яркостью и светностью. Если условие $B = \text{const}$ выполнено, т. е. если поверхность ΔS_1 излучает равномерно во всех направлениях, то светность такой поверхности, как следует из (1,53), будет равна

$$R = \frac{\Delta F}{\Delta S_1} = \pi B, \quad (1,54)$$

т. е. светность поверхности, подчиняющейся закону Ламберта, численно равна ее яркости, умноженной на π .

Если яркость B в формуле (1,54) выражена в нитах, то светность поверхности R получится в $лм/м^2$, если же яркость взята в стильбах, то светность выразится в $лм/см^2$ (т. е. в радфотах). Иногда яркость поверхности выражают в апостильбах ($асб$); как следует из определения этой единицы (см. § 4), в этом случае светность поверхности, выраженная в $лм/м^2$, будет численно равна ее яркости в $асб$:

$$R_{(лм/м^2)} = B_{(асб)}. \quad (1,54')$$

Из сопоставления (1,54) и (1,54') следует:

$$1 \text{ нт} = \pi \text{ асб}.$$

4. Соотношение между освещенностью и яркостью идеального рассеивателя. Идеальным рассеивателем назовем несамо-светящуюся поверхность, полностью отражающую (без всякого поглощения) весь падающий на нее световой поток и рассеивающую его равномерно по всем направлениям, независимо от направления и длины волны падающих лучей.

Так называемый коэффициент рассеянного отражения ρ такой поверхности равен единице для всех длин волн и для всех направлений падения и рассеяния света.

Белая матовая поверхность приблизительно обладает такими свойствами.

Пусть на идеально рассеивающей поверхности создана освещенность E . Очевидно, светность такой поверхности будет равна

$$R = E. \quad (I,55)$$

Отражаемый поверхностью поток равномерно рассеян по всем направлениям и, следовательно, в силу (I,54), получим

$$B = \frac{E}{\pi}, \quad (I,55')$$

т. е. светность идеального рассеивателя равна освещенности на нем; его яркость численно равна этой освещенности, деленной на π .

Если освещенность выражена в люксах, то светность получим в $\text{лм}/\text{м}^2$, а яркость в нитах; если же освещенность выражена в фотах, то светность получим в радфотах, а яркость в стильбах.

5. Соотношение между освещенностью и яркостью диффузно-рассеивающей поверхности. Диффузно-рассеивающая поверхность (например, совершенно матовая поверхность) характеризуется: а) рассеянием отраженного потока в полном (полусферическом) телесном угле 2π ; б) постоянством для всех направлений коэффициента рассеянного отражения ρ , который (в отличие от идеального рассеивателя) остается меньше единицы.

Пусть на диффузно-рассеивающей поверхности создана освещенность E . Светность этой поверхности будет равна

$$R = \rho E. \quad (I,56)$$

Этот поток равномерно рассеян по всем направлениям и, следовательно, в силу (I,54) получим

$$B = \rho \frac{E}{\pi}. \quad (I,56')$$

Назовем коэффициенты диффузного (рассеянного) отражения некоторых поверхностей. Белый экран, покрытый окисью магния, имеет $\rho=0,98$, т. е. такая поверхность является близкой к идеальной; экран, покрытый серноокислым барием, имеет $\rho=0,95$; албастром—0,92; белой клеевой краской—0,80.

§ 6. ОБОБЩЕННАЯ ФОРМУЛИРОВКА НЕКОТОРЫХ СООТНОШЕНИЙ ФОТОМЕТРИИ

Введенные выше фотометрические соотношения обобщим применительно к произвольному источнику света, имеющего любую форму и размеры и светящегося произвольным образом.

Хотя устанавливаемые в этом параграфе соотношения изложены в терминологии визуальной фотометрии, но они полностью применимы и к энергетической фотометрии, которую условно назовем фотометрией, касающейся всей оптической области спектра.

А. Обобщенное выражение освещенности

Установленное выше соотношение (I,47) применимо для формулировки обобщенного выражения освещенности.

Пусть пучок лучей падает на освещаемую плоскость A (см. рис. 5) под некоторым углом i_2 ; воспользовавшись (I,47), можно написать

$$dE = B_{i_1} \cos i_2 d\Omega_2. \quad (I,57)$$

К этой же формуле можно прийти, исходя из (I,41') и приняв во внимание (I,46').

Освещенность в данной точке от источника света произвольной формы и размеров, светящегося произвольным образом, получим, интегрируя (I,57) по всему телесному углу Ω_2 , под которым из освещаемой точки видно светящееся тело:

$$E = \int_{\Omega_2} B_{i_1} \cos i_2 d\Omega_2, \quad (I,58)$$

где B_{i_1} —яркость элементарных пучков лучей, сходящихся в освещаемой точке и заполняющих телесный угол $d\Omega_2$.

В выражение (I,58) входят величины, которые можно рассматривать как относящиеся только к освещаемому элементу: B_{i_1} —яркость падающего пучка лучей; i_2 —угол падения пучка; $d\Omega_2$ —элементарный телесный угол, который заполняется падающим пучком лучей. В это выражение не входит расстояние до светящегося тела: если сохранить неизменными величины B_{i_1} , i_2 и $d\Omega_2$, то освещенность в данной точке останется неизменной при любых расстояниях светящегося тела.

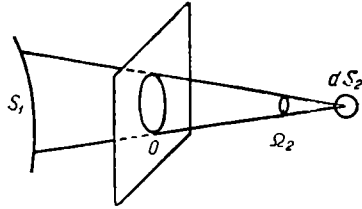


Рис. 8. Расчет освещенности при естественном освещении

Это общее заключение поясним примером. Пусть O представляет отверстие в непрозрачном экране (рис. 8).

Элемент dS_2 через отверстие O освещается поверхностью S_1 , имеющей постоянную яркость во всех точках. Очевидно, освещенность элемента dS_2 не будет зависеть от расстояния поверхности S_1 , от отверстия O ; необходимо лишь, чтобы поверхность S_1 полностью пересекала телесный угол Ω_2 , под которым отверстие O видно из dS_2 . Можно здесь считать, что излучает как бы отверстие O , причем его яркость равна яркости поверхности S_1 . Например, отверстием O может являться окно, а поверхностью S_1 (в случае естественного освещения)—светящееся небо.

Выражение (I,58), позволяющее вычислить E при любом заданном распределении яркости по телесному углу Ω_2 , может привести к значительным трудностям при выполнении конкрет-

ных расчетов. Задача существенно упрощается, когда яркости всех пучков, заполняющих телесный угол Ω_2 , одинаковы (иными словами, когда яркость светящейся поверхности S_1 во всех точках остается неизменной). В этих случаях выражение (1,58) примет следующий вид:

$$E = B \int_{\Omega_2} \cos i_2 d\Omega_2 = B\Sigma. \quad (1,59)$$

Задача, таким образом, сводится к определению величины интеграла Σ :

$$\Sigma = \int_{\Omega_2} \cos i_2 d\Omega_2. \quad (1,59')$$

Его решение во многих случаях упрощается, если воспользоваться геометрической интерпретацией интеграла Σ .

Действительно, пусть поверхность S_1 постоянной яркости B освещает элемент dS_2 (рис. 9). Из точки на элементе dS_2 проведем

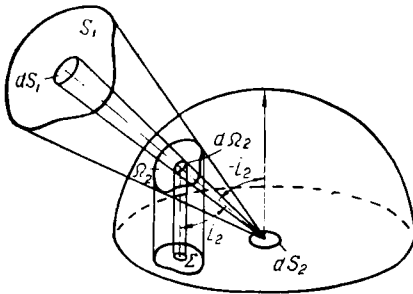


Рис. 9. Освещенность от больших поверхностей постоянной яркости

прямые линии к контуру, ограничивающему поверхность S_1 , и вокруг этой точки, как около центра, построим полусферу с радиусом, равным единице. Образованный проведенными прямыми конус лучей с заключенным внутри телесным углом Ω_2 пересечется с поверхностью сферы и выделит часть ее, соответствующую телесному углу Ω_2 . Элемент поверхности, которую выделит на сфере каждый элементарный телесный угол $d\Omega_2$, будет чис-

ленно равен $d\Omega_2$, так как радиус полусферы равен единице. Этот элемент поверхности наклонен относительно плоскости основания полусферы под тем же углом i_2 , который составляет падающий луч с нормалью к поверхности dS_2 . Таким образом, произведение $\cos i_2 d\Omega_2$ численно равно площади ортогональной проекции элемента поверхности полусферы $d\Omega_2$ на плоскость основания полусферы, т. е. на плоскость освещаемого элемента. Отсюда следует, что интеграл Σ (1,59') численно равен площади проекции на плоскость основания той части поверхности полусферы (с радиусом, равным единице), которая «вырезается» телесным углом Ω_2 .

Для иллюстрации применения этой теоремы рассмотрим несколько задач.

1. Определим освещенность площадки dS_2 от бесконечно большой плоскости постоянной яркости B , расположенной параллельно освещаемой площадке.

Очевидно, телесный угол Ω_2 будет равен всей полусфере и, следовательно, площадь проекции полусферы на плоскость ее основания будет равна площади большого круга $\pi r^2 = \pi$ (так как $r = 1$). Таким образом, положив $\Sigma = \pi$, из (I,59) получим

$$E = \pi B. \quad (I,60)$$

К этой же формуле мы пришли бы и в случае освещенности, производимой вогнутой полусферой произвольного радиуса в любой точке плоскости ее основания (небосвод).

2. Определим освещенность элемента dS_2 от поверхности S_1 , представляющей бесконечно длинную плоскую полосу, ширина которой $2b$, а яркость B (рис. 10). Элемент dS_2 расположен параллельно плоскости S_1 на расстоянии d от середины полосы.

Очевидно, линии, проведенные из dS_2 ко всем точкам прямых AA и CC , расположатся в двух плоскостях: dS_2AA и dS_2CC , пересекающих поверхность полусферы единичного радиуса по дугам больших кругов DGF и DKF . Проектируя эту часть поверхности полусферы на ее основание, получим эллипс, площадь которого, как известно, равна произведению его полуосей на величину π . Большая полуось эллипса равна единице; малая полуось равна $\sin \alpha$, где α — угол между нормалью к элементу dS_2 , и крайним лучом, проведенным в точку L (или M). Таким образом

$$\Sigma = \pi \sin \alpha$$

и из (I,59) находим

$$E = \pi B \sin \alpha, \quad (I,61)$$

где

$$\sin \alpha = \frac{b}{\sqrt{b^2 + d^2}}.$$

3. Источником света является плоская поверхность S_1 , имеющая форму прямоугольника со сторонами $2a$ и $2b$, и постоянную яркость B . Плоский элемент dS_2 , освещенность которого необходимо определить, расположен на расстоянии d от середины прямоугольника на перпендикуляре к нему. Элемент dS_2 ориентирован параллельно излучающей плоскости S_1 .

Можно доказать, что в этом случае

$$\Sigma = 2 \left(\frac{a}{\sqrt{a^2 + d^2}} \arctg \frac{b}{\sqrt{a^2 + d^2}} + \frac{b}{\sqrt{b^2 + d^2}} \arctg \frac{a}{\sqrt{b^2 + d^2}} \right) \quad (I,62)$$

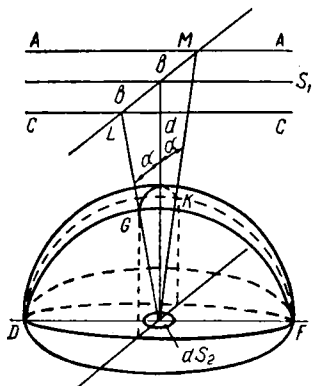


Рис. 10. Освещенность от бесконечно длинной плоской полосы

и, следовательно

$$E = B\Sigma.$$

Заметим, что если величины a и b в выражении (I,62) стремятся к бесконечности, то $\Sigma = \pi$, т. е. имеем случай, соответствующий рассмотренному в примере 1 (формула (I,60)). Если в выражении (I,62) величина a стремится к бесконечности, — приходим к случаю (I,61).

Если величины a и b не велики по сравнению с величиной d , то вместо (I,62) можно приближенно получить

$$\Sigma \approx 4 \sin \alpha_m \sin \alpha_s,$$

где

$$\sin \alpha_m = \frac{b}{\sqrt{b^2 + d^2}} \quad \text{и} \quad \sin \alpha_s = \frac{a}{\sqrt{a^2 + d^2}},$$

и, следовательно

$$E = 4B \sin \alpha_m \sin \alpha_s. \quad (\text{I,62}')$$

Б. Обобщенное выражение светности

Внешняя аналогия в определениях светности и освещенности как поверхностных плотностей светового потока позволяет выразить светность формулами, аналогичными написанным в пункте А этого параграфа.

Световой поток, излучаемый элементом dS_1 , внутри телесного угла $d\Omega_1$, ось которого образует угол i_1 с нормалью к поверхности dS_1 , выразится формулой (I,49):

$$d^2F = B_{i_1} \cos i_1 dS_1 d\Omega_1,$$

где B_{i_1} — яркость пучка в направлении оси элементарного телесного угла. Светность dR в пределах угла $d\Omega_1$ будет равна

$$dR = B_{i_1} \cos i_1 d\Omega. \quad (\text{I,63})$$

Формула (I,63) по виду своему аналогична (I,57) для элементарной освещенности.

Светность R в пределах телесного угла Ω_1 конечных размеров определится в результате интегрирования (I,63):

$$R = \int_{\Omega_1} B_{i_1} \cos i_1 d\Omega_1, \quad (\text{I,64})$$

где все величины, входящие под знак интеграла, являются функциями направления, определяемого углом i_1 .

Полная светность в пределах возможного для элемента dS_1 угла излучения 2π определится интегралом:

$$R = \int_{\Omega_1=2\pi} B_{i_1} \cos i_1 d\Omega_1. \quad (\text{I,64}')$$

Задача существенно упрощается, если яркость B оказывается постоянной для всех направлений. В этом случае светность R может быть представлена в следующем виде:

$$R = B \int_{\Omega_1} \cos i_1 d\Omega_1. \quad (I,65)$$

Для нахождения выражения (I,65) применяется изложенный выше метод определения интеграла как площади Σ проекции на плоскость основания той части поверхности полусферы единичного радиуса, которая «вырезается» телесным углом Ω_1 .

Очевидно, для всех рассмотренных выше примеров [(формулы (I,60), (I,61) и (I,62)] выражение (I,65) должно привести к соответственным результатам: оно определит светность площадки dS_1 , излучающей по закону Ламберта в пределах различных телесных углов, а именно:

1. В пределах телесного угла 2π светность ламбертова излучателя равна $R = \pi B$, что совпадает с полученным ранее выражением (I,54).

2. В пределах двугранного угла 2α , ребро которого лежит в плоскости излучающего элемента и расположенного так, что нормаль к излучающему элементу находится в плоскости, делящей двугранный угол пополам, светность равна

$$R = \pi B \sin \alpha.$$

3. В пределах телесного угла, соответствующего углу при вершине прямой четырехгранной пирамиды, высота которой d , а стороны основания $2a$ и $2b$, светность равна

$$R = 2B \left(\frac{a}{\sqrt{a^2+d^2}} \arctg \frac{b}{\sqrt{a^2+d^2}} + \frac{b}{\sqrt{b^2+d^2}} \arctg \frac{a}{\sqrt{b^2+d^2}} \right);$$

причем предполагается, что нормаль к излучающей площадке совпадает с высотой (осью) пирамиды.

В. Уточнение выражения силы света

Вопрос о силе света точечного источника был уже выше рассмотрен.

Несколько уточним выражение силы света в случае источников произвольно больших размеров и конфигураций.

Во всех случаях абсолютно точным является интеграл освещенности (I,42):

$$E = \int_{S_1} B_{i_1} \frac{\cos i_1 \cos i_2}{r^2} dS_1. \quad (I,42)$$

Здесь предполагается, что поверхность S_1 излучающего тела разбита на большое число малых элементов dS_1 , для каждого из которых известна яркость B_{i_1} в направлении к освещаемому

элементу dS_2 ; i_1 —угол излучения; i_2 —угол падения луча на элемент dS_2 ; r —расстояние между элементами dS_1 и dS_2 .

Расстояния r будут различны для разных элементов dS_1 , взятых на поверхности S_1 ; точно так же будут различны углы падения i_2 лучей (на элемент dS_2), распространяющихся от разных элементов источника.

По мере удаления элемента dS_2 от светящегося тела S_1 относительные отличия расстояний r для разных элементов dS_1 будут все меньшими и меньшими; в пределе величина r сможет быть вынесена из-под знака интеграла (I,42).

Аналогичное рассуждение может быть проведено и относительно углов падения i_2 : при малых расстояниях r углы падения i_2 оказываются сильно отличными у разных лучей, приходящих из различных точек поверхности S_1 ; по мере удаления dS_2 относительные отличия углов i_2 будут все меньшими и меньшими, а в пределе величина $\cos i_2$ может быть также вынесена из-под знака интеграла (I,42):

$$E_{r \rightarrow \infty} = \frac{\cos i_2}{r^2} \int_{S_1} B_{i_1} \cos i_1 dS_1. \quad (I,66)$$

Полученное выражение, очевидно, является математической формулировкой закона квадрата расстояний и в данном виде оказывается тем более точным, чем меньше размеры светящегося тела по сравнению с расстоянием r ; как уже было отмечено выше, если величина r в пять и более раз превышает поперечные размеры источника, то этого уже достаточно, чтобы погрешность (вводимая допущением, что источник точечный) не превысила 1% от определенной величины освещенности.

Сопоставляя формулы (I,40) и (I,66), нетрудно видеть, что интеграл представляет собой не что иное, как силу света I источника в том направлении, в котором расположен освещаемый элемент dS_2 :

$$I = \int_{S_1} B_{i_1} \cos i_1 dS_1. \quad (I,67)$$

Интеграл представляет собой сумму проекций $dS_1 \cos i_1$ элементов dS_1 на плоскость, перпендикулярную к некоторому усредненному направлению всех лучей; причем каждая проекция $dS_1 \cos i_1$ умножается на свою собственную яркость B_{i_1} . Это усредненное направление будет тем определеннее, чем больше расстояние r по сравнению с размерами источника S_1 , и опять-таки оно определится абсолютно строго при бесконечно больших расстояниях r . Как неоднократно было отмечено, этим бесконечно большим расстоянием может практически считаться и относительно небольшое расстояние: если оно в несколько раз превышает размеры источника S_1 ; во сколько раз оно должно превышать размеры источника,—будет зависеть от величины той погрешности, которую мы считаем возможным допустить.

Если все элементы поверхности S_1 имеют одинаковую яркость в данном направлении, то интеграл силы света (I,67) существенно упрощается:

$$I = B \int_{S_1} \cos i dS_1 = B\sigma, \quad (I,68)$$

где $\sigma = \int_{S_1} \cos i_1 dS_1$ имеет простую геометрическую интерпретацию: интеграл численно равен общей площади проекции источника света на плоскость, перпендикулярную к данному направлению силы света I . Если же яркость источника постоянна не только для всех его точек, но и для всех направлений, то кривая распределения силы света определится площадью проекции σ источника на плоскость, которая меняет свое положение в пространстве, оставаясь всегда перпендикулярной к тому направлению, в котором силу света требуется определить.

Рассмотрим несколько примеров применения формулы (I,68):

1. Если светящаяся поверхность S_1 плоская, то нормали ко всем элементам dS_1 взаимно параллельны и углы излучения i_1 одинаковы; интеграл (I,68) дает

$$I_{i_1} = B \cos i_1 \int_{S_1} dS_1 = BS_1 \cos i_1,$$

где S_1 —общая площадь светящейся плоскости любой формы. Несколько другим путем пришли к ранее полученному выражению (I,48').

2. Определим силу света равномерно светящейся полусферы (рис. 11) под углом α к нормали, проведенной через центр основания полусферы.

В соответствии с выражением (I,68) необходимо определить площадь σ проекции на плоскость MM_1 (перпендикулярную к OA) той части полусферы, которая светит в направлении OA , т. е. части DCF . Площадь проекции σ пересекается чертежом по отрезку DG и состоит из двух частей: полукруга, являющегося проекцией части DC , и полуэллипса, являющегося проекцией части CF . Площадь полукруга радиуса \bar{R} равна $\frac{1}{2}\pi\bar{R}^2$, а площадь полуэллипса с большой полуосью \bar{R} , а малой $-\bar{R}\cos\alpha$ равна $\frac{1}{2}\pi\bar{R}^2\cos\alpha$. Общая площадь проекции равна

$$\sigma = \frac{1}{2}\pi\bar{R}^2(1 + \cos\alpha);$$

отсюда согласно (I,68)

$$I_\alpha = \frac{1}{2}\pi\bar{R}^2(1 + \cos\alpha)B. \quad (I,69)$$

Очевидно, сила света * будет максимальна в направлении, совпадающем с осью полушара OO' , так как при этом $\alpha=0$; $\cos \alpha=1$ и $I_0 = \pi \bar{R}^2 B$. С увеличением угла α сила света уменьшается, доходя до половины максимального значения при $\alpha = \frac{\pi}{2}$ и достигая нуля при $\alpha = \pi$. На рис. 11 пунктиром нанесена кривая распределения

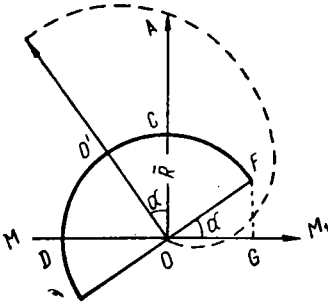


Рис. 11. Распределение силы света у равномерно светящейся полушеры

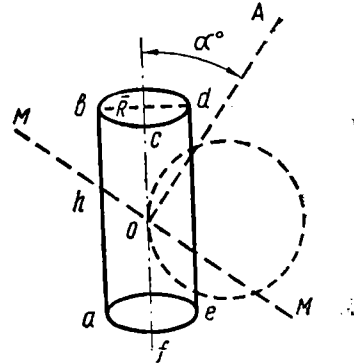


Рис. 12. Распределение силы света от светящегося источника цилиндрической формы

силы света (так называемая продольная кривая, являющаяся сечением фотометрической поверхности вертикальной плоскостью, проходящей через световой центр) от равномерно светящегося полушара; при этом предполагается, что его основание не светится.

3. Определим силу света от боковой поверхности кругового цилиндра, излучающего равномерно во всех направлениях; \bar{R} —радиус цилиндра; h —высота.

Найдем площадь проекции σ боковой поверхности цилиндра (рис. 12) на плоскость MM , перпендикулярную к направлению OA , в котором требуется определить силу света. Эта проекция представится в виде полосы шириной $2\bar{R}$, ограниченной сверху и снизу двумя полуэллипсами. Так как площадь нижнего полуэллипса равна площади верхнего, то, перенеся ее мысленно наверх, получим, что площадь проекции σ равновелика площади прямоугольника со сторонами $2\bar{R}$ и $h \sin \alpha$; итак

$$\sigma = 2\bar{R}h \sin \alpha.$$

* Через I_α и B_α условимся обозначать силу света и яркость в направлении, определяемом углом α с некоторым условно принятым нулевым направлением ($\alpha=0$). Через I_i и B_i обозначена сила света и яркость в направлении, определяемом углом i с нормалью к излучающей поверхности.

Воспользовавшись (I,68), получим

$$I_{\alpha} = 2\bar{R}hB \sin \alpha. \quad (I,70)$$

На рис. 12 пунктиром нанесена продольная кривая распределения силы света; заметим, что эта кривая распределения аналогична той, которую дает равнояркий прямоугольник, имеющий площадь такую же, как площадь сечения цилиндра плоскостью, проходящей через его ось. Как следует из (I,70), сила света равна нулю в направлении оси цилиндра ($\alpha=0$) и достигает максимума при $\alpha = \frac{\pi}{2}$.

Г. Вычисление светового потока по заданному распределению силы света

Из определения понятия силы света следует, что если известно распределение силы света в пределах некоторого телесного угла Ω , то интегрированием можно определить световой поток F , распространяющийся в пределах этого телесного угла:

$$F = \int_{\Omega} I d\Omega. \quad (I,71)$$

Часто фотометрическое тело ламп и осветительных приборов имеет ось симметрии, и, следовательно, их фотометрическая поверхность образована вращением продольной кривой силы света вокруг этой оси. В этих случаях сила света зависит лишь от одной переменной α —угла между данным направлением и осью симметрии. Распределение силы света может быть представлено таблицей, кривой или аналитической зависимостью следующего вида:

$$I_{\alpha} = f(\alpha).$$

Можно разбить полный телесный угол 4π на большое число элементарных конических телесных углов, образованных вращением плоских углов da около оси симметрии при различных значениях угла α (рис. 13). Внутри такого конического телесного угла сила света симметричного источника будет одинаковой во всех направлениях, и мы сможем вычислить световой поток dF внутри каждого конического телесного угла простым умножением силы света I_{α} на величину телесного угла $d\Omega$.

Как было показано выше (I,52), такой конический телесный угол выражается через элементарный плоский угол da :

$$d\Omega = 2\pi \sin \alpha da.$$

После подстановки найденного значения $d\Omega$ (в (I,71) получим

$$F = 2\pi \int_0^{\pi} I_{\alpha} \sin \alpha da. \quad (I,72)$$

Часто аналитическое выражение функции $I_{\alpha}=f(\alpha)$ неизвестно и зависимость I_{α} от α задается в виде кривых. На рис. 14 в качестве примера приведены продольные кривые силы света: 1—лампы накаливания 220 в 100 вт; 2—светильника «Универсаль» с этой лампой. Фотометрическое тело источников света представляет собой тело вращения кривых 1 и 2 вокруг вертикальной оси, являющейся осью симметрии.

В ряде случаев фотометрическое тело осветительного прибора не имеет оси симметрии. Такие осветительные приборы называются

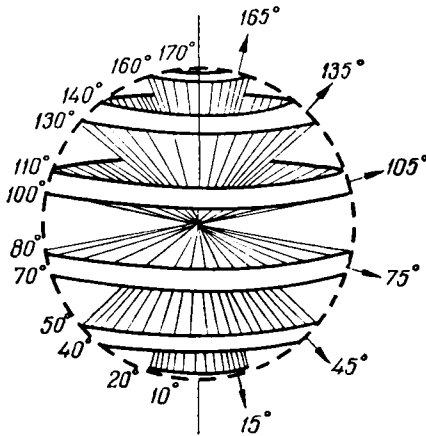


Рис. 13. Разбивка полного телесного угла на элементарные конические телесные углы

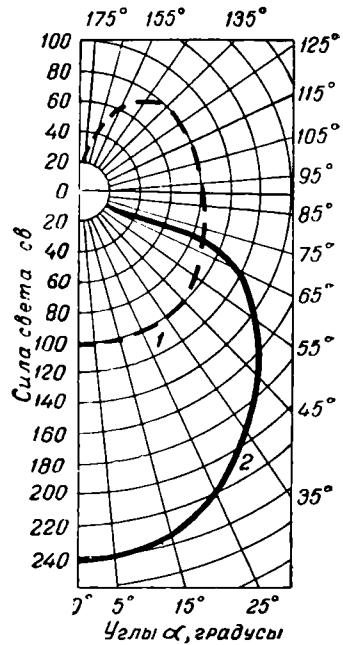


Рис. 14. Продольные кривые распределения силы света

несимметричными. Распределение силы света этих приборов во всех направлениях пространства может быть представлено графически одним из следующих двух способов:

1. Вместо одной продольной кривой дается несколько продольных кривых, представляющих сечение фотометрического тела рядом продольных плоскостей, проходящих через ось лампы или (в случае прожекторов) через оптическую ось отражателя. В качестве примера на рис. 15 приведено семейство продольных кривых распределения силы света, несимметричного светильника «Кососвет» с лампой 220 в 200 вт в плоскостях, составляющих угол ϕ с плоскостью симметрии.

Сила света $I_{\alpha, \phi}$ несимметричного светильника является, таким образом, функцией двух углов (α и ϕ):

$$I_{\alpha, \varphi} = F(\alpha, \varphi),$$

где α —угол в меридиональной (азимутальной) плоскости; φ —угол в экваториальной плоскости.

2. Чаще для характеристики распределения силы света несимметричных светильников (вместо продольных кривых распределения) пользуются кривыми равных значений силы света, построенными либо в координатах α, φ , как это представлено на рис. 16, либо в координатах β_r, β_v , как это представлено на рис. 17.

На рис. 16 дано распределение силы света того же несимметричного светильника «Нососвет» с лампой 220 в 200 вт с помощью кривых равных значений силы света, нанесенных в полярных координатах. Вдоль радиусов отложены азимутальные углы α с осью лампы, а полярные углы между радиусами соответствуют углам смещения φ продольных плоскостей; рис. 16, а—соответствует значениям α от 0° до 90° , б—от 90° до 180° .

Если световой поток излучается осветительным прибором в пределах малого телесного угла (например, случай излучения прожектора), то кривые равной силы света обычно наносятся

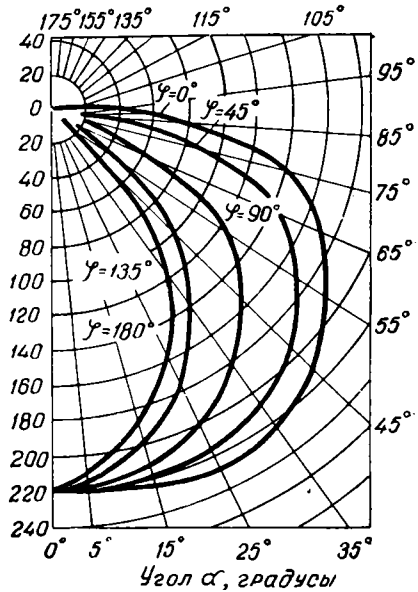


Рис. 15. Продольные кривые распределения силы света несимметричного светильника

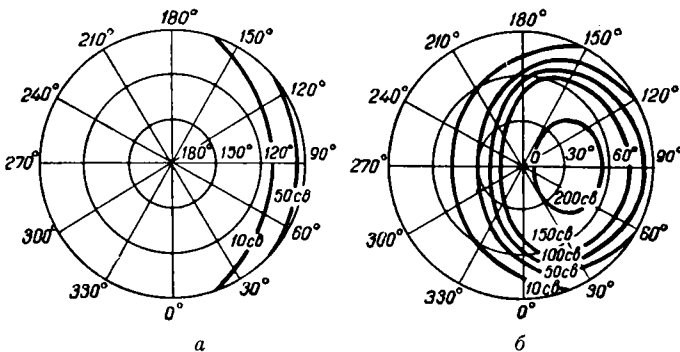


Рис. 16. Кривые равных значений силы света несимметричного светильника, построенные в координатах α, φ

в прямоугольных координатах, причем вдоль одной координатной оси откладывают углы по горизонтали ($\beta_{г}$), а вдоль другой оси— углы по вертикали ($\beta_{в}$). Этот случай представлен на рис. 17 применительно к прожектору заливающего света ПЗ-45 с лампой накаливания 120 в 100 вт.

Существующие типы несимметричных светильников имеют обычно одну или две плоскости симметрии. Для построения кривых $I_{\alpha, \varphi} = \text{const}$ в первом случае достаточно знать значения силы света в азимутальных плоскостях для углов α от 0° до 180° , а во втором случае—от 0° до 90° , так как фотометрическое тело по обе стороны от плоскости симметрии идентично.

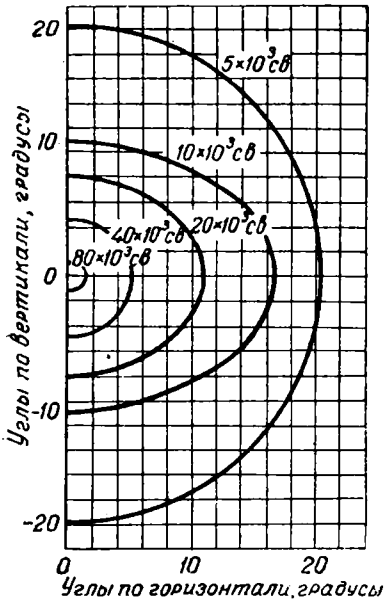


Рис. 17. Кривые равных значений силы света прожектора, построенные в координатах $\beta_{г}$, $\beta_{в}$

если источник света (или светильник) обладают осью симметрии и если аналитическая зависимость $I_{\alpha} = f(\alpha)$ известна. Применяя в этих случаях формулу (I,72), непосредственно определяем интегральный поток F .

Рассмотрим несколько примеров:

1. Определим световой поток, излучаемый шаром радиуса \bar{R} , светящимся равномерно во всех направлениях.

Так как $I_{\alpha} = \text{const} = I_0$, из (I,72) получим

$$F = 2\pi I_0 \int_0^{\pi} \sin \alpha \, d\alpha = 4\pi I_0, \quad (\text{I,73})$$

где $I_0 = \pi R^2 B$.

Этот же результат получим, вычислив произведение светности $R = \pi B$ на величину поверхности сферы $S = 4\pi \bar{R}^2$.

2. Определим световой поток, излучаемый полусферой радиуса \bar{R} , светящейся во всех направлениях с постоянной яркостью B . Для такого источника выше была получена (I,69) следующая функция распределения силы света:

$$I_\alpha = \frac{1}{2} \pi \bar{R}^2 (1 + \cos \alpha) B.$$

Воспользовавшись (I,72) и обратив внимание, что

$$\int_0^\pi \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha = 0 \quad \text{и} \quad \int_0^\pi \sin \alpha \, d\alpha = 2,$$

получим

$$F = B\pi^2 \bar{R}^2 \int_0^\pi (\alpha + \cos \alpha) \sin \alpha \, d\alpha = 2B\pi^2 \bar{R}^2. \quad (\text{I,74})$$

Тот же результат получим, вычислив произведение светности $R = \pi B$ на величину поверхности полусферы $S = 2\pi \bar{R}^2$.

3. Определим световой поток, излучаемый боковой поверхностью цилиндра, яркость которой B постоянна во всех направлениях. Радиус цилиндра \bar{R} ; высота цилиндра h .

Подставив (I,70) в общее выражение (I,72) и обратив внимание, что $\int_0^\pi \sin^2 \alpha \, d\alpha = \frac{\pi}{2}$, получим

$$F = 4\pi B \bar{R} h \int_0^\pi \sin^2 \alpha \, d\alpha = 2B\pi^2 \bar{R} h. \quad (\text{I,75})$$

Этот же результат в данном случае можно было бы получить и более простым способом.

Так как поверхность излучает по закону Ламберта, то ее светность равна (I,54):

$$R = \pi B.$$

Умножив эту светность на площадь боковой поверхности цилиндра $S = 2\pi \bar{R} h$, также получим формулу (I,75).

Нахождение световых потоков путем интегрирования (I,72) возможно лишь при известном аналитическом выражении $I_\alpha = f(\alpha)$. В противном случае приходится обращаться к графическим или вычислительным способам.

Для угла Ω_2 аналогично имеем

$$\Omega_2 = 2\pi(1 - \cos \alpha_2).$$

Телесный угол, заключенный между некоторыми круговыми конусами 1 и 2, равен

$$\Omega_{1-2} = \Omega_2 - \Omega_1 = 2\pi(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (I,77)$$

Величина Ω_{1-2} называется угловым коэффициентом для зоны $\alpha_1 - \alpha_2$. Умножая угловой коэффициент Ω_{1-2} на среднюю силу света \bar{I}_{1-2} этой зоны, получим световой поток F_{1-2} для указанной зоны:

$$F_{1-2} = \bar{I}_{1-2} \cdot \Omega_{1-2}.$$

Величина I_{1-2} берется из кривой распределения сил света по среднему значению углов $\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$. Телесные углы Ω_{1-2} , Ω_{2-3} и т. д. обычно определяются для зон (0—10°); (10—20°); (20—30°) и т. д.; силы света I_{1-2} , I_{2-3} и т. д. берутся как средние для каждой зоны, т. е. под углом 5, 15, 25° и т. д.

Величины угловых коэффициентов приведены в табл. 4.

Таблица 4

Величины угловых коэффициентов

Направление силы света	Границы телесного угла	Телесный угол (ср)	Направление силы света	Границы телесного угла	Телесный угол (ср)
5°	0—10°	0,095	95°	90—100°	1,091
15°	10—20°	0,283	105°	100—110°	1,058
25°	20—30°	0,463	115°	110—120°	0,993
35°	30—40°	0,628	125°	120—130°	0,897
45°	40—50°	0,774	135°	130—140°	0,774
55°	50—60°	0,897	145°	140—150°	0,628
65°	60—70°	0,993	155°	150—160°	0,463
75°	70—80°	1,058	165°	160—170°	0,283
85°	80—90°	1,091	175°	170—180°	0,095

Сумма равна $4\pi = 12,57$ ср.

Если сила света I_α резко изменяется при изменении угла α , то зоны следует брать меньших размеров—через 5, 2°, а иногда (например, при расчете светового потока прожекторов) и еще меньше; для них по формуле (I,77) приходится рассчитывать соответствующие значения угловых коэффициентов.

Если источник света или светильник имеет несимметричное относительно оси распределение силы света, то уже в пределах

каждой круговой конической зоны приходится брать среднее арифметическое из значений силы света в различных продольных плоскостях, образующих между собой равные двугранные углы; полученные таким образом средние значения сил света множат на величины соответствующих телесных углов.

Д. Понятие о средних значениях световых величин

Почти все реальные источники света обладают неравномерным светораспределением: различной яркостью в разных направлениях и в разных точках светящейся поверхности, переменной силой света в различных направлениях и т. д.

Между тем на практике часто светотехнические характеристики источника или осветителя выражают лаконично и вместе с тем достаточно точно, что весьма удобно для всякого рода предварительных подсчетов, не прибегая при этом к помощи подробных графиков, таблиц и т. п. В этих случаях обычно вводят некоторые средние величины, дающие хотя и приближенные, но зато «сжатые» характеристики того или иного объекта.

Весьма важным параметром является световой поток F . Зная телесный угол Ω , в пределах которого поток распространяется, можно ввести понятие о средней силе света:

$$I_{\text{ср}} = \frac{F}{\Omega} = \frac{\int I d\Omega}{\Omega} . \quad (1,78)$$

Если угол Ω равен полному телесному углу 4π , в пределах которого распределяется поток F_{Θ} , то говорят о средней сферической силе света:

$$I_{\Theta} = \frac{F_{\Theta}}{4\pi} = \frac{\int I d\Omega}{4\pi} . \quad (1,79)$$

Световому потоку F_{\circ} , распространяющемуся в нижней полусфере, соответствует нижняя полусферическая сила света I_{\circ} :

$$I_{\circ} = \frac{F_{\circ}}{2\pi} . \quad (1,80)$$

Световому потоку F_{Δ} , распространяющемуся в верхней полусфере, соответствует верхняя полусферическая сила света I_{Δ} :

$$I_{\Delta} = \frac{F_{\Delta}}{2\pi} . \quad (1,80')$$

Всякий световой прибор—будь то светильник осветительный прибор ближнего действия), или прожектор осветительный прибор дальнего действия), или какая-либо про-

екционно-осветительная система (конденсор или осветительная часть эпи-, диапроекционной установки)—в широком смысле предназначен для рационального перераспределения поступающего в него от источника светового потока. Следовательно, зная среднюю сферическую силу света источника I_{θ} и максимальную силу света I_{max} светового прибора в некотором направлении, можно определить так называемый коэффициент усиления прибора:

$$m = \frac{I_{max}}{I_{\theta}} . \quad (1,81)$$

Рациональное перераспределение светового потока $F_{и}$ источника в световом приборе неизбежно связано с потерей в последней части светового потока (или вообще с использованием световым прибором лишь части потока, излучаемого источником). Для оценки светового прибора с точки зрения его экономичности вводят характеристику—к.п.д. прибора, под которым понимают отношение светового потока, прошедшего световой прибор $F_{св}$, к полному потоку $F_{и}$ источника:

$$\eta_{св} = \frac{F_{св}}{F_{и}} . \quad (1,82)$$

Аналогично понятию средней силы света в пределах телесного угла Ω можно ввести понятие о средней освещенности в данной точке в пределах телесного угла Ω , вычисляемой по формуле

$$E_{ср} = \frac{\int_{\Omega} E d\Omega}{\Omega} , \quad (1,83)$$

где E —есть освещенность элемента, расположенного перпендикулярно оси элементарного телесного угла $d\Omega$ с вершиной в данной точке. Интеграл взят по тем направлениям пространства (для тех положений нормали к освещаемому элементу), которые укладываются внутри телесного угла Ω . Можно ввести также понятие о средней сферической освещенности:

$$E_{\theta} = \frac{\int_{4\pi} E d\Omega}{4\pi} , \quad (1,83')$$

где $d\Omega$ —элементарный телесный угол с вершиной в этой точке, а E —значение освещенности расположенного перпендикулярно к его оси элемента, создаваемой всеми падающими на этот элемент лучами.

Зная световой поток F , излучаемый источником (или осветителем), и площадь S светящейся поверхности (источника или освещаемой поверхности), можно определить среднюю сферическую силу света источника или осветителя:

тителя), можно ввести еще одну характеристику—с р е д н ю ю светность $R_{\text{ср}}$ поверхности:

$$R_{\text{ср}} = \frac{F}{S} = \frac{\int R dS}{S} . \quad (I,84)$$

В практике светотехнических расчетов часто требуется определить среднюю яркость излучающего тела в данном направлении. Эту яркость, называемую с р е д н е й г а б а р и т н о й яркостью излучателя, определяют как отношение силы света источника в данном направлении I_{α} к проекции излучающей поверхности $S_{\text{пр}}$ на плоскость, перпендикулярную данному направлению α :

$$B_{\text{ср}} = \frac{I_{\alpha}}{(S_{\text{пр}})_{\alpha}} = \frac{I_{\alpha}}{\int_S \cos \alpha dS} . \quad (I,85)$$

При определении средней габаритной яркости принято проекцию излучающего тела определять по внешнему габариту: например, в случае ламп накаливания проекцию тела накала определяют по внешнему контуру, включая и промежутки между спиралями и между витками спирали.

• Г Л А В А В Т О Р А Я

ПРИЕМНИКИ ЛУЧИСТОГО ПОТОКА

Пока энергия находится в форме излучения, она непосредственному измерению недоступна.

Измерение оказывается практически возможным в процессе превращения излучения в другие формы энергии—электрическую, механическую, химическую или тепловую.

Приборы, служащие для преобразования лучистого потока и регистрации его превращения в тот или иной вид энергии, называются приемниками, или индикаторами, лучистой энергии.

По типу действия приемники излучения можно подразделить на приемники, использующие тепловые действия излучения (термоэлементы, болометры, термисторы, оптико-акустические приемники, радиометры), фотоэлектрические действия излучения (фотоэлементы, фотоумножители, фотосопротивления), фотохимические действия излучения (фотографические слои всех видов). К приемникам излучения можно отнести не только искусственно созданные для этих целей приборы и устройства. Органы животных и растений (глаз, кожа, зеленый лист), а также некоторые природные материалы (например, люминесцирующие вещества) можно также отнести к индикаторам излучения.

Важными параметрами, описывающими свойства приемников, являются их спектральная характеристика, интегральная чувствительность, порог чувствительности, световая характеристика, инерционность, размеры светочувствительной поверхности и др.

Спектральные характеристики приемника определяют область спектра, в пределах которой чувствительность приемника еще не слишком мала—не менее нескольких процентов от максимума; они же определяют положение спектрального максимума. Как было показано выше, мерой спектральной чувствительности приемника является его спектральный коэффициент реакции ψ_λ (1,12), который представляет собой отношение количественного фактора данной реакции к энергии монохроматического излучения, вызвавшего эту реакцию:

$$\psi_\lambda = \frac{dX_\lambda}{dP_\lambda}.$$

Величина dX_λ может быть выражена в единицах, характеризующих данную реакцию и приемник, а dP_λ — энергетических единицах, принятых для энергии излучения. Соответственно этому величина ψ_λ выражается именованным числом. Изменение спектрального коэффициента реакции ψ_λ в зависимости от длины волны обычно выражается кривой спектральной чувствительности приемника. Спектральная чувствительность приемника в отдельных областях спектра может иметь максимум, который может служить мерой для относительной чувствительности приемника в других областях спектра. Отношение спектрального коэффициента реакции приемника ψ_λ в области длины волны λ к максимальному его значению ψ_{λ_0} называется относительным спектральным коэффициентом реакции, или относительной спектральной чувствительностью приемника γ_λ (I,15):

$$\gamma_\lambda = \frac{\psi_\lambda}{\psi_{\lambda_0}}.$$

Как видели выше (глава I), в случае глаза

$$\psi_\lambda = V_\lambda \text{ и } \gamma_\lambda = K_\lambda, \quad (\text{II},1)$$

где V_λ — видность, а K_λ — относительная видность глаза.

Практически не менее важной характеристикой приемника излучений является его общая, или интегральная, чувствительность, под которой понимают отношение меры реакции приемника к вызывающему ее лучистому потоку. Интегральная чувствительность приемника может быть выражена величиной интегрального коэффициента реакции, которой для спектра сложного излучения определяется отношением, получаемым из (I,1), (I,3) и (I,12):

$$\psi = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \psi_\lambda \Phi_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\lambda d\lambda}. \quad (\text{II},2)$$

Если приемник излучения применяется в видимой области спектра, то в знаменателе выражения (II,2) берется не лучистый поток, а световой поток $\int V_\lambda \Phi_\lambda d\lambda$.

Иногда, приняв во внимание, что $\psi_\lambda = \gamma_\lambda \cdot \psi_{\lambda_0}$ (где $\psi_{\lambda_0} = \psi_{max}$) вводят, еще понятие об относительном интегральном коэффициенте реакции γ :

$$\gamma = \frac{\psi}{\psi_{max}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \gamma_\lambda \Phi_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\lambda d\lambda}. \quad (\text{II},3)$$

Коэффициенты ψ и γ могут быть рассчитаны как частное от деления площади, ограниченной кривой реакции приемника, на площадь, ограниченную кривой лучистого потока. Графически это выражается отношением двух площадей кривых — Φ_λ и $\Psi_\lambda \cdot \Phi_\lambda$ (или $\gamma_\lambda \Phi_\lambda$), построенных для данного интервала длин волн от λ_1 до λ_2 : кривая Φ_λ соответствует спектральному потоку излучения, действующего на приемник, а кривая $\Psi_\lambda \Phi_\lambda$ — спектральной реакции приемника на излучение; она получена умножением ординат кривой Φ_λ на соответствующее значение Ψ_λ .

Порог чувствительности приемника характеризуется наименьшим падающим на приемник лучистым потоком, который вызывает сигнал на выходе приемника (реакцию приемника), несколько больший сигнала шумов (реакции приемника при отсутствии облучающего потока); иными словами, это минимальный сигнал приемника, который может быть усилен и использован.

Реакции различных приемников различны при измерении постоянных и переменных (изменяющихся во времени) лучистых потоков; здесь проявляется их свойство — и н е р ц и о н н о с т ь. Под инерционностью приемника будем понимать то время, в течение которого внезапно освещенный приемник излучения даст показание, равное половине полного показания ($\tau_{0,5}$), получающегося при длительном освещении приемника потоком излучения той же величины. Некоторые авторы определяют инерционность как время нарастания сигнала до $\left(1 - \frac{1}{e}\right) = 0,63$ доли полного сигнала.

Существенными являются световая характеристика, выявляющая ход отдачи приемника в зависимости от величины облучающего потока; вольтамперная характеристика, дающая зависимость отдачи некоторых приемников (электрических) от приложенного напряжения; частотная, показывающая изменение чувствительности приемника с изменением частоты модуляции лучистого потока и зависящая от инерционности приемника; стабильность приемника в работе — изменение его чувствительности по истечении определенного срока службы; изменение свойств приемника при изменении температуры и т. д.

Рассмотрим несколько групп наиболее распространенных индикаторов радиации и их общие свойства.

В этом обзоре нас, естественно, прежде всего и главным образом будут интересовать световые, спектральные и энергетические характеристики приемников.

§ 1. ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ (ТЕРМОИНДИКАТОРЫ)

Приборы, служащие для обнаружения и измерения лучистого потока в результате использования эффекта преобразования лучистой энергии в тепловую, называются термоиндикаторами, или тепловыми приемниками излучения.

Практическое применение находят следующие типы термоиндикаторов: термоэлементы, болометры, термисторы, оптико-акустические и пневматические индикаторы, радиометры, микро-радиометры.

Известно, что все виды энергий с большой легкостью превращаются в энергию тепловую. Практически не бывает превращения энергии без того, чтобы хотя бы часть ее не перешла в теплоту, причем последний переход весьма легко совершить полностью. В частности, излучение полностью превращается в тепловую энергию, если лучистый поток распространяется в достаточной большой толще поглощающей среды или если она падает на черную поверхность. Выделившееся при этом тепло оказывается пропорциональным количеству поглощенной энергии излучения; отсюда, зная механический эквивалент тепла, оказывается в принципе возможным выразить лучистый поток в механических единицах. Казалось бы, что в качестве приборов для подобных непосредственных измерений могли бы служить калориметр, фиксирующий количество теплоты, выделившейся за счет излучения, и часы, отмечающие время действия излучения. Однако на практике применяют, хотя и косвенные, но более удобные методы.

Известен, например, метод стационарной температуры. Измеряемое излучение поглощается зачерненной поверхностью чувствительной термометрической установки. Этот прибор, имеющий первоначальную температуру t_0 окружающей среды, начинает нагреваться; вместе с тем начинается потеря тепла путем излучения, теплопроводности и конвекции вследствие возникновения разности температур прибора и окружающей среды. Эта потеря тепла в единицу времени будет тем больше, чем больше разность Δt между температурой термометра t и температурой окружающей среды t_0 ; так как эта разность $\Delta t = t - t_0$ всегда мала, то можно считать, что потеря тепла в единицу времени будет пропорциональна разности температур Δt . Спустя некоторое время наступит состояние теплового равновесия, и установившаяся разность температур Δt более изменяться не будет. Для этого состояния, очевидно, можно написать

$$P = k\Delta t, \quad (\text{II},4)$$

где P —поглощаемый прибором лучистый поток; k —некоторая константа прибора, зависящая от его конструкции и условий охлаждения. Отградуировав подобный прибор, очевидно, возможно измерять лучистые потоки путем определения разности температур Δt .

Такие термометрические установки тем точнее и надежнее в работе, чем быстрее устанавливается в них тепловое равновесие, чем меньшие разности температур позволяет прибор обнаруживать и чем меньше потери тепла прибором вследствие теплопровод-

ности и конвекции (для чего приемник излучения выгодно помещать в вакуум).

Для измерения лучистой энергии в широкой области спектра — от 200 до 25 000 *м.мк* — применяют термоэлементы, являющиеся наиболее распространенным типом термоиндикаторов.

Явление термоэлектричества, лежащее в основе принципа работы термоэлемента, заключается в возникновении электрического тока в замкнутой цепи из двух спаянных проводников различных металлов (или, как оказалось более эффективным, из полупроводниковых материалов) в том случае, когда имеется разность температур между спаями.

Термоэлементы характеризуются следующими основными параметрами: чувствительностью, коэффициентом полезного действия, инерционностью и сопротивлением.

Чувствительность обычно оценивается отношением ТЭДС термоэлемента к лучистому потоку, падающему на него, и выражается в вольтах на ватт (*в/вт*), в милливольтках на микрокалорию в секунду (*мкв/мккал·сек*) и в других единицах напряжения и лучистой энергии. Однако при такой оценке не учитываются размеры площади термоэлемента. Поэтому иногда чувствительность этого приемника характеризуют отношением термоэлектродвижущей силы (*ТЭДС*) к плотности энергии, падающей на его рабочую площадь, и выражают в вольтах на ватт на квадратный миллиметр (*в·мм²/вт*) или в милливольтках на микрокалорию в секунду на квадратный миллиметр (*мкв·сек·мм²/мккал*). Чувствительность термоэлемента зависит от материала термослоев, от размеров и формы рабочей площади. Например, уже свыше 100 лет известен термостолбик из висмута и сурьмы, имеющий чувствительность 1 *мкв/мквт* при числе спаев 25 и приемной площади 10×10 *мм*, сопротивление столбика около 0,5 *ом*, инерционность $\tau_{0,5}$ около 14 сек. Рациональный выбор материалов, создание вакуумных термоэлементов (что уменьшило потери тепла вследствие конвекции), изготовление миниатюрных термостолбиков малой массы и малой теплоемкости позволило на два порядка (т. е. в 10^2 раз) уменьшить инерционность приемника, повысив при этом его чувствительность приблизительно в 10 раз. Например, созданные в конце 40-х годов нашего века малоинерционные термостолбики из сплава висмута с сурьмой и висмута с оловом обладают чувствительностью около 7 *мкв/мквт* при инерционности $1/25$ сек; приемная площадь приемника 4 *мм²*; сопротивление около 10 *ом*.

Порог чувствительности термоэлемента ограничивается флуктуациями напряжений, обусловленными тепловым движением электронов или колебаниями температуры; возникающая при этом э.д.с. и определяет порог чувствительности, который у металлических термоэлементов достигает 10^{-7} — 10^{-8} *вт*.

Коэффициент полезного действия термоэлемента, определяющий долю лучистой энергии, преобразующейся в энергию элек-

трическую, чрезвычайно мал и не превосходит долей процента.

В лабораторных условиях ток термоэлементов может быть измерен чувствительным гальванометром, способным измерять токи порядка 10^{-10} а. Применение термоэлементов в переносных, в частности, полевых приборах стало возможным с развитием техники усиления слабых токов. Более совершенным методом измерения термотоков оказался усовершенствованный метод фотореле, использующий несколько каскадов фотоэлектрического усиления (в так называемых фотоэлектрооптических приборах) и позволяющий измерять потоки излучения порядка $2 \cdot 10^{-9}$ вт.

За последние годы были созданы полупроводниковые термоэлементы, обладающие исключительно высокой чувствительностью. Известностью пользуется термоэлемент Шварца, пороговая чувствительность которого превышает 10^{-10} вт при размерах чувствительной поверхности приемника $0,4$ мм². Заметим, что чувствительность термоэлементов (а также других приемников—болометров и фотоспротивлений) падает с возрастом площади чувствительного слоя: чувствительность обратно пропорциональна корню квадратному из величины площади чувствительного слоя.

Другим давно известным прибором для измерения лучистых потоков является болометр. Болометр—прибор, основанный на изменении электрического сопротивления проводника при его нагревании. Болометр обычно состоит из одной или нескольких платиновых или сурьмяных полосок толщиной до $0,5$ мк, которые покрываются платиновой чернью, что способствует поглощению всей падающей лучистой энергии. Изменение сопротивления, вызываемое нагреванием, регистрируется при помощи мостика Уитстона, в одну из ветвей которого включен болометр. Для повышения чувствительности и предохранения от воздействия постороннего тепла платиновые полоски помещают в вакуум.

Когда-то болометр считали неустойчиво работающим прибором и предпочитали термоэлектрические методы измерения потоков излучения. С развитием электроники и техники усиления слабых токов болометр стал применяться как в лабораторных установках, так и в полевых приборах. Если питать мост переменным током, то при освещении болометра и получающемся при этом нарушении равновесия моста на выходе моста возникает переменный ток, который может быть усилен усилителем переменного тока. Это позволяет отказаться от применения очень чувствительных гальванометров, работа с которыми требует хороших экспериментальных навыков и лабораторных условий. Частота переменного тока, питающего мост, выбирается обычно в пределах от 300 до 500 гц; для таких частот легко осуществить усиление напряжения в миллион раз.

Для повышения чувствительности полосу болометра изготовляют малой массы из материалов с высоким температурным коэффициентом сопротивления, а электроды, подводящие ток, — тонкими, чтобы уменьшить отвод тепла; для уменьшения потерь через конвекцию болометр помещают в сосуд, из которого удален воздух, что повышает чувствительность прибора в несколько раз. Инерционность болометров меньше, чем у термоэлементов; она может достигать 0,1—0,01 сек. Инерционность характеризует скорость изменения сопротивления болометра, а следовательно, и падения напряжения на нем под действием лучистой энергии. При измерении модулированного лучистого потока инерционность характеризует зависимость изменения чувствительности от частоты модуляции, т. е. становится частотной характеристикой. Чувствительный к лучистому потоку элемент болометра (приемная площадка) изготавливается из тонких слоев различных металлов, полупроводников и диэлектриков при толщине слоя материала от долей микрона до нескольких микрон.

Среди металлических болометров в наилучшем является болометр из золота, который обладает наименьшей пороговой чувствительностью (10^{-7} вт) и большой чувствительностью (4,3 в/вт) при малой инерционности (3,8 мсек); рабочая площадь приемника 2,8 мм²; сопротивление 200 ом.

Известны электрические болометры, у которых чувствительным элементом служит пленка из нитробензола или целлофана; на пленку с двух сторон нанесены электроды из золота; толщина пленки из нитробензола около 5 мк, а из целлофана — около 20 мк. Болометр с нитробензольной пленкой площадью 0,5 мм² с сопротивлением 2000 ом имеет чувствительность около 300 в/вт и порог чувствительности 10^{-8} вт. Диэлектрический болометр может работать при модулированном лучистом потоке с частотой до 30 гц.

Очень высокой чувствительностью обладают полупроводниковые болометры, у которых в качестве чувствительного элемента применяются тонкие (около 0,01 мм) пленки окиси меди или марганца, никеля и кобальта, которые наносятся на пластинку из стекла или кварца. Полупроводниковые болометры могут работать не только в вакууме, но и в воздухе. Благодаря большому температурному коэффициенту сопротивления, составляющему около 40% на 1° С, эти болометры имеют очень высокую чувствительность. Например, у болометров из окиси кобальта, никеля и марганца можно достигнуть общей чувствительности около 3500 в/вт при пороговой чувствительности около 10^{-10} вт и инерционности 1—2 мсек; сопротивление приемника равно $3 \cdot 10^6$ ом; рабочая площадь не превышает 0,6 мм². Можно увеличить эту рабочую площадь до 7 мм² и повысить общую чувствительность до 14 300 в/вт, применяя полупроводник из окиси меди, но при этом инерционность возрастает до 220 мсек, сопротивление — до $1,5 \cdot 10^8$ ом, а пороговая чувстви-

тельность понизится до $6 \cdot 10^{-8}$ *вт*. Некоторые преимущества перед перечисленными типами болометров в отношении инерционности и допустимой частоты модуляции лучистого потока имеют с е р х п р о в о д я щ и е б о л о м е т р ы, действие которых основано на явлении сверхпроводимости некоторых материалов при температурах, близких к абсолютному нулю; сопротивление материала падает до десятых долей ома, температурный коэффициент сопротивления резко возрастает и чувствительность болометра сильно увеличивается. Приемник из нитрида ниобия, сверхпроводимость которого наступает при температуре $14,34-14,38^\circ$ К, имеет инерционность около 1 *мсек* при пороге чувствительности $4 \cdot 10^{-9}$ *вт* и допустимой частоте модуляции лучистого потока 360 *гц*; площадь чувствительного элемента составляет 0,7 *мм*². Чувствительный элемент помещен в вакуумный баллон, который соединен с охлаждающей камерой (криостатом), заполненной смесью жидкого азота и водорода; в камере поддерживается температура около 15° К.

В последние годы приобретают все большее значение т е р м и с т о р ы—полупроводниковые сопротивления, обладающие пониженной электропроводностью и очень большим, обычно отрицательным, температурным коэффициентом электросопротивления (4—6% и более на градус). Термистор имеет тончайший чувствительный слой (до 10 *мк*) полупроводникового материала с зачерненной наружной поверхностью. Такими материалами являются окислы некоторых металлов—меди, марганца, никеля, титана, урана и др. По сравнению с термоэлементами и болометрами преимуществом термисторов является простота изготовления, большая прочность и стабильность в работе. В зависимости от размеров, плотности и теплоемкости материала инерционность термистора может изменяться от 10^{-3} сек. до 10 мин. Термисторы, как и болометры, обычно работают в мостиковой схеме. Пороговая чувствительность достигает 10^{-9} *вт* при инерционности 0,001 сек., но при этом рабочая площадка оказывается малой—около 1×1 *мм* и даже меньшей. Для измерений малых излучений (не превышающих 1 *мвт*) миниатюрные термисторы имеют размеры булавочной головки; к полупроводниковому слою припаивается пара тончайших металлических проводников; все это впаивается в тонкую стеклянную трубочку с двумя проволочными выводами.

К группе термоиндикаторов можно отнести также о п т и к о - а к у с т и ч е с к и е приемники и р а д и о м е т р ы.

Все термоиндикаторы неселективны, за исключением оптико-акустического, который существует в вариантах селективного и неселективного приемников.

В селективном оптико-акустическом приемнике М. Л. Вейнгера используется явление звучания газа, заключенного в некотором объеме, при освещении газа прерывистым модулированным излучением. Это явление было им применено для обнаружения и измерения излучения, которое поглощается газом, имею-

щим в спектре своем определенные избирательные полосы поглощения. В таком варианте селективного оптико-акустического приемника (снабженном в качестве приемного устройства электродинамическим микрофоном) удалось достигнуть малой инерционности—около 0,001 сек.—при большом диаметре окна приемника—до 20 мм. Минимально обнаруживаемый поток радиации, относящийся к данной спектральной полосе поглощения газа, составляет около 10^{-8} вт при времени наблюдения 1 сек.

Разработанный за последние годы неселективный оптико-акустический приемник, основанный на поглощении модулированного лучистого потока зачерненной мембраной микрофона, заключенного в газовую камеру со спектральным диапазоном от 1 до 25 мк, имеет инерционность около 0,01 сек., диаметр приемной площадки 3 мм и пороговую чувствительность около 10^{-10} вт при времени наблюдения 1 сек. и частоте модуляции потока 10 гу.

Другой разновидностью приборов для измерения энергии излучения, основанных на тепловом действии лучистого потока, являются радиометры. В простейшем варианте радиометр представляет собой кварцевый баллон, в который впаяна тонкая кварцевая нить с укрепленными на ней двумя термически изолированными легчайшими крылышками, одно из которых зачернено. При облучении крылышек они нагреваются до разной температуры. Молекулы газа, оставшегося в баллоне, из которого частично удален воздух, сталкиваясь с зачерненной более нагретой поверхностью крылышка, покидают ее с большей скоростью, чем те, которые встречают незачерненную поверхность. Разность в отдаче приводит к закручиванию кварцевой нити, угол кручения которой и служит мерой лучистого потока, падающего на крылышки. Эти приборы обладают высокой чувствительностью; их порог чувствительности достигает 10^{-10} вт. Тем не менее вследствие конструктивной сложности и неудобств эксплуатации радиометры нашли лишь весьма ограниченное применение в области точных спектрометрических измерений инфракрасной радиации.

§ 2. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРИЕМНИКИ

Приборы, непосредственно преобразующие лучистую энергию в электрическую с использованием фотоэлектрического эффекта и служащие для обнаружения и измерения лучистого потока, называются фотоэлектрическими приемниками. К этой группе индикаторов относятся фотоэлементы, использующие все виды фотоэлектрического эффекта—внешний, внутренний и в запирающем слое, фотоэлектрические катоды электронно-оптических преобразователей и электронных умножителей. Все эти индикаторы селективны.

До второй мировой войны существовали фотоэлементы, пригодные для измерения потоков излучения в ультрафиолетовой, видимой и лишь в близкой инфракрасной части спектра—до 1,2—

1,3 мк. В годы войны были созданы фотосопроотивления, чувствительность которых простирается в инфракрасную область до длины волны около 4 мк, а в последние годы разработаны фотосопроотивления, обладающие чувствительностью до длины волны 5—6 мк, что явилось одной из предпосылок бурного развития инфракрасной техники и позволило создать весьма эффективные приборы для обнаружения объектов в темноте по их тепловому излучению.

В различных участках оптической области спектра и для разных целей практического применения используются фотоэлементы различных типов. Современные фотоэлементы разнообразных конструкций и типов основаны на следующих разновидностях фотоэффекта: А) фотоэлементы с внешним фотоэффектом, в которых электроны, освобожденные квантами света, выходят из поверхности металла наружу через вакуум, реже через газ, к аноду; Б) фотосопроотивления с внутренним фотоэффектом, в которых освобожденные электроны вещества, не покидая вещества, из атомов которого они были вырваны, увеличивают его электропроводимость; В) фотоэлементы с запирающим слоем, становящиеся под влиянием освещения источником электродвижущей силы.

А. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом

Фотоэлементы с внешним фотоэффектом подразделяются на вакуумные и газонаполненные.

До недавнего времени преимуществом газонаполненных фотоэлементов являлась их большая чувствительность (приблизительно в пять раз) по сравнению с вакуумными. В последние годы прогресс усилительной техники позволил предъявлять менее высокие требования к чувствительности фотоэлемента; наряду с этим удалось сильно повысить чувствительность вакуумных фотоэлементов. Недостатками газонаполненных фотоэлементов являются их инерционность, зависимость их параметров от возможных колебаний приложенного напряжения, «утомляемость» во времени, меньшая температурная устойчивость, чем у вакуумных фотоэлементов.

Фототок вакуумного фотоэлемента пропорционален потоку излучения, падающему на фотоэлемент. Эта строгая пропорциональность в довольно широких пределах освещенностей наблюдается у вакуумных кислородно-цезиевых фотоэлементов. Соответствующая их световая характеристика приведена на рис. 19. Во многих фотоэлементах закон пропорциональности между фототоком и световым потоком строго соблюдается лишь при малых световых потоках (до нескольких десятых долей люмена) и при условии использования неконцентрированных пучков света, так как чувствительность фотокатодов в различных точках различна и обычно падает при переходе от центра окна фотоэлемента к периферии и степень неоднородности поверхности меняется у като-

дов разных типов. В частности у кислородно-цезиевого фотокатода колебания чувствительности могут достигать 50—100% от среднего значения при размерах светового «зонда» около 1 мм². Поэтому все измерения рекомендуется производить с одной и той же диафрагмой и при фиксированном положении светового пятна на поверхности катода. Наилучшими свойствами в этом отношении обладают сурьмяно-цезиевые фотокатоды, но и они обнаруживают неоднородности fotocувствительности (достигающие десятков процентов от среднего значения), если размеры светового пятна на катоде малы—порядка 0,1 мм².

Современные кислородно-цезиевые вакуумные фотоэлементы имеют интегральную чувствительность до 50 мка/лм. Более чувствительны сурьмяно-цезиевые фотоэлементы, сенсibilизированные кислородом: их фототок достигает 80—120 мка/лм. Интегральная чувствительность изменяется в зависимости от спектрального

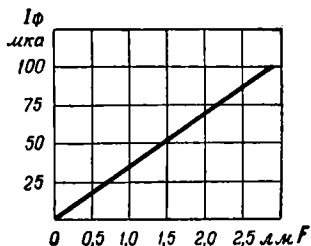


Рис. 19. Световая характеристика вакуумного кислородно-цезиевого фотоэлемента

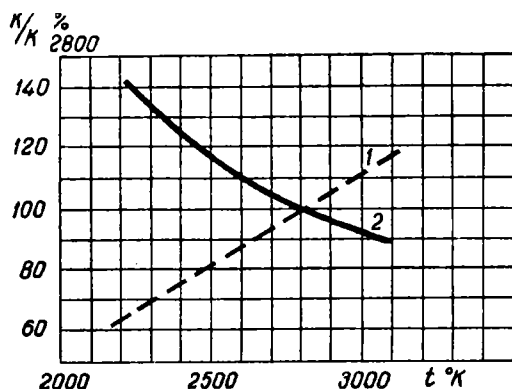


Рис. 20. Зависимость интегральной чувствительности фотоэлементов с различными катодами от температуры осветителя:
1—сурьмяно-цезиевый катод, 2—кислородно-цезиевый катод

состава падающего на фотоэлемент излучения, а следовательно, зависит от температуры осветителя. Названные здесь величины чувствительности соответствуют источнику излучения лампы накаливания при обычной температуре нити (2700—2900° K); максимум излучения такого источника расположен в близкой инфракрасной области спектра. На рис. 20 представлена зависимость интегральной чувствительности фотоэлементов от темпера-

туры осветителя, изменяющейся в пределах от 2200 до 3100° К; чувствительность при температуре 2800° К принята за 100%.

Для измерений в видимой и близкой ультрафиолетовой областях спектра наиболее пригодны сурьмяно-цезиевые фотоэлементы, у которых максимум чувствительности лежит около 450 м.к.

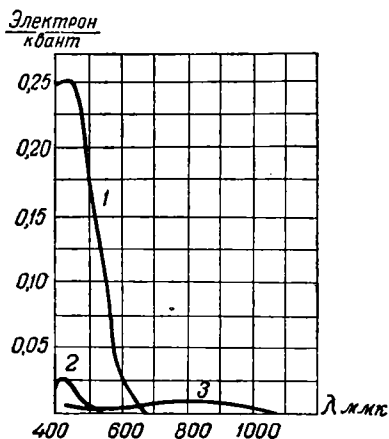


Рис. 21. Спектральные характеристики важнейших фотокатодов в абсолютных единицах

В близкой инфракрасной части спектра можно применять кислородно-цезиевые фотоэлементы, имеющие максимум чувствительности при 800 м.к. и реагирующие на излучение с длиной волны до 1,4 м.к.

чувствительности всех технических типов фотоэлементов могут колебаться от образца к образцу в 1,5—2 раза, а иногда и более. На рис. 22 указаны границы «разброса» спектральных характеристик [50] кислородно-цезиевых фотоэлементов при массовом производстве (по американским данным).

В ультрафиолетовой области наибольшей чувствительностью обладают поверхности из сплава магния с кадмием и из чистого металлического тория; эти поверхности дают монотонное возрастание чувствительности по мере увеличения частоты падающего света. Однако катоды обычно заключаются в баллоны из увиолевого стекла, граница прозрачности которого лежит около 250 м.к., вследствие чего их максимум чувствительности оказывается в области около 290—300 м.к., так как при этих длинах волн уже начинает сказываться поглощение света в стекле.

На рис. 21 в целях удобства сравнены на одном чертеже спектральные характеристики наиболее важных типов катодов в абсолютных единицах—в электронах на квант падающей энергии: кривая 1 соответствует сурьмяно-цезиевому катоду; кривая 2—кислородно-цезиевому; кривая 3—серно-калиевому. Данные не должны рассматриваться как абсолютно точные: абсолютные значения спектральной и интегральной чувствительности

Разброс спектральных характеристик кислородно-цезиевых фотоэлементов при массовом производстве

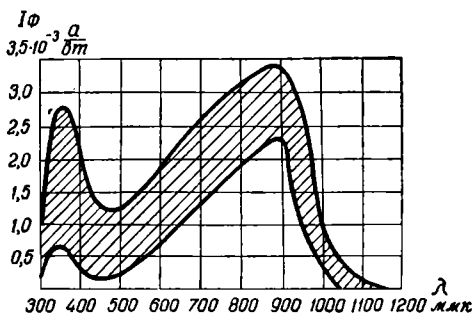


Рис. 22. Разброс спектральных характеристик кислородно-цезиевых фотоэлементов при массовом производстве

На рис. 23 приведена кривая спектральной характеристики тория, осажденного на металлическую пластинку, помещенную в баллоне из увиолевого стекла. Максимум чувствительности в указанной области спектра достигает 10^{-4} — 10^{-3} *а/вт*, что соответствует квантовой чувствительности фотоэлементов около $1/_{250}$ электрона на квант. Устанавливая фотокатоды в баллоны из плавленного кварца, вполне применимого для ультрафиолетового излучения до 180 *ммк*, можно по желанию изменять границы чувствительности этих фотоэлементов и распределение по спектру.

Несколько лет тому назад была установлена высокая чувствительность сурьмяно-цезиевого катода в коротковолновой видимой области и в ультрафиолете. Фотоэлементы, снабженные тонкостенным окном из стекла БД-1, в области спектра 280—400 *ммк* имеют чувствительность около 0,08 *а/вт*.

Весьма чувствительный сурьмяно-цезиевый вакуумный фотоэлемент был разработан в послевоенные годы в Ленинградском институте киноинженеров. Имея чрезвычайно высокое сопротивление изоляции между электродами (около 10^{15} *ом* при 0° С), обладая весьма малым темновым током и малой термоэлектронной эмиссией при комнатной температуре, этот фотоэлемент, позволяя использовать очень большие коэффициенты усиления слабых токов, регистрирует световые потоки вплоть до 10^{-12} *лм*. В обычных фотоэлементах токи проводимости и термоионные токи не позволяют регистрировать потоки слабее 10^{-7} — 10^{-8} *лм*.

Вакуумные фотоэлементы обладают ничтожно малой инерционностью, что позволяет их применять для передачи световых импульсов с частотами в сотни миллионов герц; ток фотоэлемента при этом следует изменениям интенсивности потока. Это делает возможным их применение в телевидении, где необходима передача световых импульсов с частотами до 10^6 — 10^7 *гц*. Целесообразно применение вакуумных сурьмяно-цезиевых фотоэлементов в звуковом кино, в фототелеграфной связи, хотя в этих случаях максимальные частоты импульсов не превышают 10^4 *гц* и, следовательно, возможно применение и инерционных, газонаполненных фотоэлементов, чувствительность которых велика; например в газонаполненном кислородно-цезиевом фотоэлементе чувствительность может быть достигнута до 500 *мкА/лм*. Инерционность этих фотоэлементов зависит от рода газа, наполняющего фотоэлемент, давления газа и возрастает с повышением подводимого напряжения. В табл. 6 указаны некоторые сведения, касающиеся световых характеристик этой группы фотоэлементов.

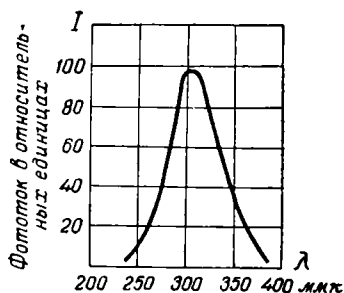


Рис. 23. Спектральная характеристика фотокатода из тория в баллоне из увиолевого стекла

Б. Фотоэлементы с внутренним фотоэффектом, или фотосопротивления

При падении лучистой энергии на некоторые изоляторы или полупроводники наблюдается явление внутреннего фотоэффекта, выражающееся в уменьшении их электросопротивления при облучении светом с соответствующей длиной волны. Типичными примерами изоляторов, увеличивающих свою электропроводность при освещении, являются алмаз, цинковая обманка (ультрафиолетовая и видимая части спектра). Среди полупроводников внутренний фотоэффект обнаруживается у селена (видимая и близкая инфракрасная области), йода, у минералов: стибнита (Sb_3S_2), аргентита (Ag_2S), у ряда неорганических соединений (CuI , PbS , AgI , Cu_2O , сплавов сульфида таллия с окисью таллия—таллофидов), а также некоторых органических соединений. Для практических целей представляют интерес селен, таллофид и сернистый свинец (PbS), которые используются при изготовлении фотоэлементов.

Большой чувствительности удалось достигнуть с помощью фотосопротивлений из сернистого таллия (Tl_2S), которые наряду с кислородно-цезиевыми фотоэлементами могут быть использованы как индикаторы близкого инфракрасного излучения. Сернисто-таллиевые (таллофидные) фотосопротивления наиболее чувствительны к излучению с длиной волны около 1000 мкм при общих границах чувствительности от 400 до 1350 мкм. Таллофидные фотосопротивления имеют сравнительно малую инерционность и хорошо воспринимают потоки излучения, модулированные со звуковой частотой, что позволило их применить в оптических телефонах различных систем. Обладая более высокой чувствительностью, чем фотоэлементы, основанные на внешнем фотоэффекте, фотоэлементы с внутренним фотоэффектом, в частности сернисто-таллиевые фотосопротивления, обладают рядом недостатков: изменением чувствительности со временем; ее уменьшением при включении нагрузочного сопротивления во внешнюю цепь; непропорциональностью между изменением сопротивления и изменением величины падающего излучения; быстрой «усталостью» при работе, т. е. падением чувствительности приемника и ее восстановлением лишь по прошествии длительного времени пребывания фотосопротивления в темноте. На рис. 24 представлены спектральные характеристики селенового, селентеллуридного и таллофидных фотосопротивлений. Кривые охватывают видимую и близкую инфракрасную области спектра. На рис. 25 приводятся световые характеристики селенового и таллофидного фотосопротивлений; как видно из рисунка, пропорциональность между фототоком и световым потоком отсутствует.

В годы второй мировой войны начали находить все более широкое применение как индикаторы инфракрасной радиации сернисто-свинцовые сопротивления (PbS), имеющие максимум

чувствительности при длине волны 2,70 мк, и область чувствительности, простирающаяся до 3,5 мк. В пределах спектральной области от 1 до 3 мк они по чувствительности превосходят

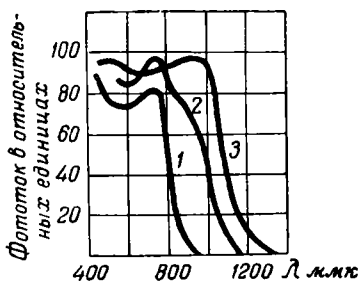


Рис. 24. Спектральные характеристики фотосопротивлений в видимой и близкой инфракрасной областях:

1—селен, 2—селен-теллур, 3—теллофид

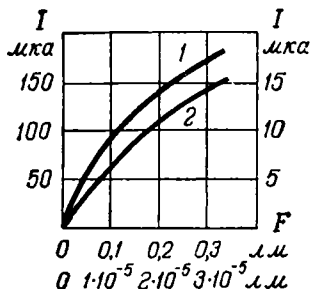


Рис. 25. Световые характеристики селенового и теллофидного фотосопротивлений:

1—кривая селенового фотозлемента (отсчет производится по левой и верхней шкалам), 2—кривая теллофидного фотозлемента (отсчет производится по правой и нижней шкалам)

термоэлектрические приемники. При температуре источника излучения в 3400°K этим индикатором можно обнаружить поток лучистой энергии в $1,6 \cdot 10^{-9}\text{ вт}$. При охлаждении сернисто-свинцовых фотосопротивлений до -70° и ниже, что можно осуществить брикетом твердой угле-

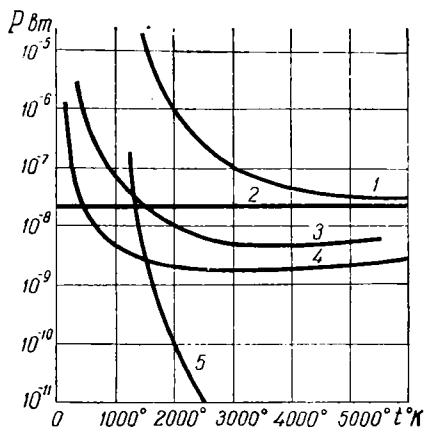


Рис. 26. Пороговые чувствительности некоторых индикаторов при источниках излучения, обладающих разными температурами:

1—селеновый фотозлемент, 2—болومتر, 3— Tl_2S фотосопротивление, 4— PbS фотосопротивление, 5—глаз

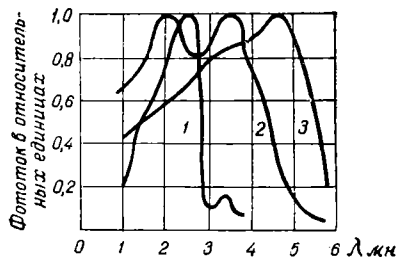


Рис. 27. Спектральные характеристики фотосопротивлений:

1—сернисто-свинцового, 2—селенисто-свинцового, 3—теллуристо-свинцового

кислоты или жидким воздухом, их чувствительность сильно возрастает: в начале приема модулированного излучения—в несколь-

ко раз, а в случае постоянного освещения выигрыш в чувствительности повышается даже до 20 раз.

На рис. 26 приведены графики, характеризующие пороговые чувствительности этих приемников при источниках излучения, обладающих разными температурами. По оси ординат отложены потоки излучения, которые удается обнаружить с данным приемником, а по оси абсцисс—температуры источника в градусах абсолютной шкалы температур. Как видим, чувствительность всех

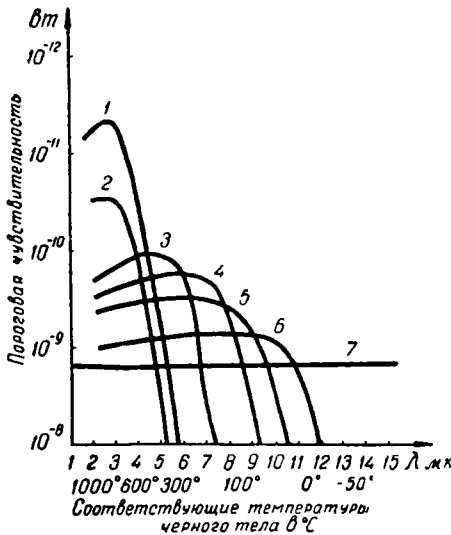


Рис. 28. Сравнительная чувствительность инфракрасных индикаторов различных типов:

1—сернистый свинец, охлажденный до 193° К, 2—неохлажденный сернистый свинец, 3—теллуристый свинец, охлажденный до 90° К, 4—селенистый свинец, охлажденный до 90° К, 5—сурьмянистый индий, охлажденный до 90° К, 6—германий, подвергнутый специальной обработке при охлаждении, 7—тепловые индикаторы (термисторные)

до низких температур, что достигается применением жидкого воздуха. Однако при этом увеличивается их инерционность. Все эти индикаторы предназначены для приема инфракрасной радиации, излучаемой слабо нагретыми телами.

На рис. 28 приведены кривые чувствительности инфракрасных индикаторов различных типов. Данные заимствованы из американских источников [79]. Все эти индикаторы наряду с высокой чувствительностью обладают тем недостатком, что их чувствительность простирается в пределах лишь сравнительно узкого участка спектра, например, чувствительность сернисто-свинцового фотосопротивления резко падает, начиная с $\lambda=3$ мк (см. рис. 28) и при $\lambda=4-4,5$ мк становится ниже, чем чувствитель-

приемников и особенно глаза чрезвычайно быстро падает в случае приема излучения малонагретых источников, богатого инфракрасными лучами и относительно бедного лучами видимой части спектра.

В послевоенные годы были разработаны селенисто-свинцовые, теллуристо-свинцовые, сурьмянисто-индиевые фотосопротивления, обладающие чувствительностью до длин волн 5—6 мк. На рис. 27 приведены спектральные характеристики приемников этого типа.

В последние годы удалось получить специальным образом обработанный германиевый элемент, чувствительность которого простирается до 15 мк.

Чувствительность и спектральные характеристики фотосопротивлений могут быть улучшены путем охлаждения

Таблица 5

**Границы спектральной чувствительности
и инерционность основных типов инфракрасных
индикаторов**

Тип индикатора	Постоянная времени	Границы спектральной чувствительности (мк)
Термопара	Десятые доли сек.	5—15
Болометр	мсек	1—10
Серно-свинцовый элемент	400 мксек	0,5—3
Теллуристо-свинцовый элемент	10 мксек	1—5,5
Специально-обработанный германиевый элемент	мсек	3—15

ность теплового индикатора. Размеры чувствительной поверхности этих индикаторов могут быть различными—от 100 мм² до весьма малых размеров (1 мм²); увеличение этой поверхности приводит к понижению чувствительности, величина которой обратно пропорциональна корню квадратному площади чувствительной поверхности приемника.

Охлаждение приемников увеличивает постоянную времени, т. е. время, необходимое для достижения половины полной величины выходного сигнала, которое все же остается меньше, чем у тепловых индикаторов.

В табл. 5 приводятся данные о границах спектральной чувствительности и инерционности основных типов индикаторов инфракрасной радиации. Данные таблицы заимствованы из того же источника [79].

У всех типов фотосопротивлений вследствие их сравнительно большой инерционности величина отдачи (отношение фототока к падающему потоку излучения) существенно уменьшается при возрастании частоты модуляции потока излучения. Если про-

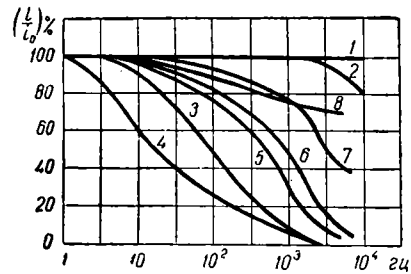


Рис. 29. Частотные характеристики фотоэлементов:

1—вакуумного, 2—газонаполненного, 3—селенового фотосопротивления, 4—таллофидного фотосопротивления, 5—меднозакисного вентильного, 6—селенового вентильного, 7—серно-галлиевого вентильного (с сопротивлением нагрузки 10⁴ ом), 8—серно-галлиевого вентильного (с сопротивлением нагрузки 50 ом)

цесс возникновения фототока происходит н е м е д л е н н о вслед за падением на поверхность катода лучистого потока, то кривая изменения фототока в функции времени будет совершенно подобна кривой изменения потока; световые импульсы окажутся воспроизведенными в виде импульсов электрических, без всякого искажения формы. В этом случае отдача фотоэлемента не будет изменяться при изменении частоты модуляции лучистого потока. Это, например, имеет место у вакуумных фотоэлементов, инерционность которых весьма мала (10^{-8} — 10^{-9} сек.) и отдача которых остается неизменной до частот порядка миллионов и десятков миллионов герц. Чем больше инерционность приемника, тем сильнее изменится его отдача при изменении частоты модуляции излучения. Эта зависимость характеризуется ч а с т о т н ы м и х а р а к т е р и с т и к а м и, приведенными на рис. 29 для различных фотоэлементов. Наибольшая отдача для каждого фотоэлемента принята здесь за 100%.

В. Фотоэлементы с запирающим слоем, или вентильные

Эти фотоэлементы под влиянием освещения сами становятся источником электродвижущей силы и, следовательно, не требуют включения в их цепь какого-либо внешнего напряжения. На пограничных поверхностях между некоторыми полупроводниками и металлами образуется слой малой толщины (около 10^{-6} — 10^{-8} см), обладающий большим сопротивлением и выпрямляющим действием; этот слой обладает способностью проводить электрический ток преимущественно в одном направлении, вследствие чего он получил название з а п и р а ю щ е г о с л о я. В частности, в медно-закисном фотоэлементе запирающий слой образуется между медью и закисью меди (Cu_2O) в процессе термической обработки с последующим окислением меди и обладает способностью проводить электрический ток преимущественно в направлении от меди к закиси меди, так как сопротивление слоя больше для электронов, движущихся из Cu_2O в Cu . Возникающие под действием света в слое Cu_2O фотоэлектроны, обладая некоторой избыточной кинетической энергией, пробивают запирающий слой и проникают в медь. Это возникновение тока на границе между полупроводником Cu_2O и металлом Cu под действием света без участия посторонней электродвижущей силы называется ф о т о э ф ф е к т о м в з а п и р а ю щ е м с л о е. В зависимости от того, обращен ли полупроводниковый слой Cu_2O в сторону падающего излучения, а позади него—запирающий слой с расположенным за ним металлическим Cu электродом (случай «тылового» фотоэлемента) или тонкий металлический электрод Cu обращен в сторону падающего света, а позади него—запирающий слой с расположенным за ним полупроводниковым Cu_2O слоем (случай «фронтального» фотоэлемента)—в обоих случаях электроны, возбужденные светом, переходят из полупроводника Cu_2O в ме-

талл Си, но вследствие обратного расположения слоев направление электрического тока во внешней цепи получается также обратным

Различают два типа фотоэлементов с запирающим слоем, в зависимости от рода электропроводности основного полупроводника: случай «отрицательного» фотоэффекта, — когда металлический электрод заряжается отрицательно, что имеет место при дырочной проводимости полупроводников; случай «положительного» фотоэффекта, — когда металлический электрод оказывается заряженным положительно, что имеет место при электронной проводимости полупроводников. В меднозакисных фотоэлементах имеем случай «отрицательного» фотоэффекта; в других известных фотоэлементах с сернистым таллием, сернистым серебром имеем случай «положительного» фотоэффекта.

Фотоэффект в запирающем слое обнаруживается на границах различных полупроводников и металлов, находящихся в контакте. Большое практическое значение имеет случай «фронтového», «отрицательного» фотоэффекта, который получается при

покрытии слоя селена, нанесенного на железную подкладку, распыленной испарением в вакууме тонкой пленкой золота. Полученные таким путем селеновые фотоэлементы с запирающим слоем (вентильные) обладают большой чувствительностью и замечательной формой спектральной характеристики. Наибольшее распространение в настоящее время получили селеновые, меднозакисные, серно-таллиевые и серно-серебряные вентильные фотоэлементы. Чувствительность некоторых из них очень высока. В частности, серно-таллиевые фотоэлементы могут давать до 8000 $\mu\text{ка}/\text{лм}$, что более чем в 10 раз превышает чувствительность селеновых фотоэлементов с запирающим слоем. Однако последние имеют максимум чувствительности при длине волны 550 мкм , а их чувствительность в желтой и красной областях спектра достаточно близка к спектральной чувствительности глаза. Несколько большие расхождения (рис. 30) между спектральной чувствительностью селенового фотоэлемента и глаза имеют место в синей части спектра; они могут быть почти полностью устранены путем помещения перед фотоактивной поверхностью специального корректирующего светофильтра, превращающего селеновый фотоэлемент в «электрический глаз», способный объективно оценивать освещенность совершенно так же, как глаз человека. Это обстоятельство выгодно отличает селеновый фотоэлемент от сернисто-таллиевых и сернисто-серебряных фотоэлементов, максимум чув-

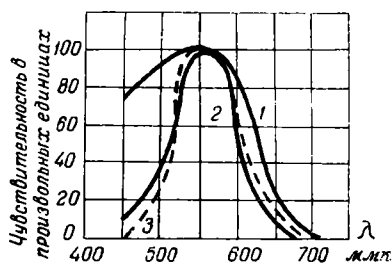


Рис. 30. Спектральная характеристика селенового вентильного фотоэлемента

ствительности которых находится вблизи длин волн 1 мк. На рис. 30 представлены спектральные характеристики селенового вентильного фотоэлемента: 1—без коррекции, 2—с корректирующим светофильтром, 3—спектральная чувствительность глаза. На рис. 31 приводятся спектральные характеристики серно-галлиевого фотоэлемента 1 и серно-серебряного 2. Некоторые дополнительные характеристики этих приемников приведены в табл. 6.

В большинстве современных объективных фотометров, предназначенных для измерения не слишком малых освещенностей, используются селеновые фотоэлементы. Люксметры, микрофотометры, фотоэлектрические экспозиметры и денситометры, приборы для измерения прозрачности газовых и жидких сред и концентрации окрашенных растворов,— во всех этих устройствах

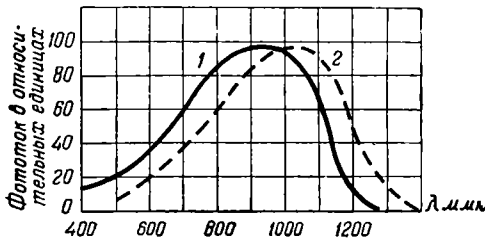


Рис. 31. Спектральные характеристики фотоэлементов:

1—серно-галлиевого, 2—серно-серебряного

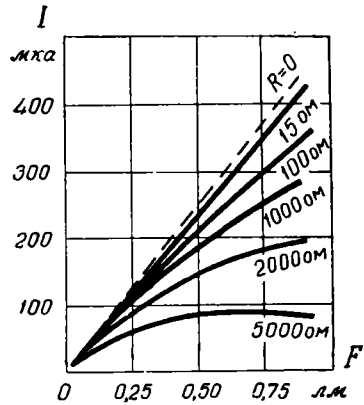


Рис. 32. Световые характеристики селенового фотоэлемента при различных сопротивлениях во внешней цепи

применяется селеновый фотоэлемент. Область линейной световой характеристики этого фотоэлемента сохраняется для достаточно больших потоков—не менее чем 1 лм, если сопротивление во внешней цепи не слишком велико. На рис. 32 представлены световые характеристики селенового фотоэлемента при различных сопротивлениях во внешней цепи в интервале световых потоков до 1 лм. Отступления от прямой пропорциональности между потоком и световым потоком обнаруживаются и для малых сопротивлений во внешней цепи при достаточно больших световых потоках, достигающих нескольких десятков лм, что соответствует освещенности на световом окне в несколько десятков тысяч лк. Световые характеристики серно-галлиевых и серно-серебряных фотоэлементов очень похожи на характеристики селеновых фотоэлементов; во всяком случае до потоков 1 лм и для них сохраняется закон прямой пропорциональности. Отдача вентильных фотоэлементов сильно зависит от частоты модуляции светового потока. Кривые 5, 6, 7 и 8 (см. рис. 29) относятся соответственно к меднозакисному, селеновому и серно-галлиевому фотоэлемен-

там; последний исследован при различных сопротивлениях нагрузки—50 и 10^6 ом.

Наиболее существенное влияние на инерционность вентильных фотоэлементов оказывает их емкость: требуется некоторый промежуток времени для того, чтобы зарядившийся конденсатор—фотоэлемент—успел разрядиться после прекращения зачатки.

По устойчивости во времени вентильные фотоэлементы занимают промежуточное положение между вакуумными фотоэлементами с внешним фотоэффектом и фотосопротивлениями. Как правило, менее устойчивыми оказываются фотоэлементы, обладающие большей чувствительностью. При освещенностях, не превышающих 100 лк, чувствительность фотоэлементов всех типов изменяется в течение сотен часов не более чем на 1% от своего первоначального значения. При освещенностях в несколько тысяч лк обычно наблюдается утомление фотоэлемента, причем падение чувствительности достигает нескольких десятков процентов. Большим постоянством своих параметров отличаются серно-серебряные фотоэлементы.

Использование фотоэлементов, в частности селеновых, неудобно в условиях очень малых освещенностей, когда оказывается необходимым применение усилительных схем; в этих случаях преимущество на стороне вакуумных фотоэлементов, фототок которых легко поддается электронному усилению. Соединение фотоэлемента с последующим многокаскадным вторично-эмиссионным усилением (фотоумножитель) дает возможность измерять малые лучистые потоки—до 10^{-9} лм и даже меньшие, ограничиваемые только флуктуациями электронной эмиссии в фотоэлементе. При наивысшей чувствительности подобные приемники излучения позволяют улавливать отдельные группы фотонов, приближаясь тем самым к чувствительности глаза человека.

§ 3. ФОТОХИМИЧЕСКИЕ ИНДИКАТОРЫ

Химические реакции, протекающие под влиянием света, носят название фотохимических. Из весьма большого числа фотохимических реакций отметим ассимиляцию углекислоты растениями, разложение светом галлоидных солей серебра, лежащее в основе фотографического процесса, фотохимический процесс, лежащий в основе зрительного восприятия, и т. д.

Фотохимические процессы подчиняются следующему закону: масса фотохимически прореагировавшего вещества пропорциональна количеству поглощенной световой энергии:

$$m = \bar{k}Ft, \quad (II,5)$$

где F —световой, или лучистый, поток; t —время освещения; \bar{k} —коэффициент пропорциональности, зависящий от природы происходящей фотохимической реакции; численно коэффициент \bar{k}

Таблица 6

Некоторые характеристики фотоэлементов

Свойства Тип фотоэлемента	1	2	3	4	5	6	7
	Рабочая область спектра (мкм)	Положение спектрального максимума (мкм)	Интергральная чувствительность (мкв/лм)	Порог чувствительности (лм)	Область линейной светочувствительности не менее чем до:	Размер светового пятна (мм)	Инерционность (сек.)
А. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом Кислородно-серебряно-цезиевый, вакуумный То же, газонаполненный Сурьмяно-цезиевый, вакуумный Сурьмяно-цезиевый, вакуумный для ультрафиолета Б. Фотоэлектронные умножители С кислородно-серебряно-цезиевым катодом (системы Кубецкого) С сурьмяно-цезиевым катодом (система Кубецкого) В. Фотосопротивления Сернисто-галлиевое Сернисто-свинцовое Г. Фотоэлементы вентильные Селеновый Сернио-галлиевый Сернио-серебряный	400—1100	Ок. 800	30—50	$\geq 5 \cdot 10^{-7}$	1 лм	Диам. 40	10^{-8} — 10^{-9}
	400—1000 380—620	Ок. 800 Ок. 450	250 110	$5 \cdot 10^{-6}$ 10^{-7}	0,1 лм 0,5 лм	Диам. 39 Диам. 39	10^{-5} — 10^{-6} 10^{-8} — 10^{-9}
	200—600	420	50	—	—	Диам. 15	10^{-8} — 10^{-9}
	400—1100	Ок. 750	10^6 — 10^7	10^{-8}	10^{-4} лм	Ок. 5×3	10^{-8} — 10^{-9}
	370—600	Ок. 450	10^6 — 10^7	—	10^{-4} лм	Ок. 5×3	10^{-8} — 10^{-9}
	400—1350	1000	10^5 — 10^6	Ок. 10^{-8}	0,01 лм	От 1×1 до 5×5	10^{-3}
	500—3000	2700	До 1 а/см	$\geq 10^{-9}$ см	10 мквт/см ²	От 1×1 до 10×10	$\sim 10^{-4}$
	400—700	550	500	10^{-4}	1 лм	Диам. 39	$< 10^{-3}$
	400—1200	950	До 10000	—	1 лм	Диам. 30	$< 10^{-3}$
	500—1300	1050	До 8000	—	1 лм	Диам. 20	$< 10^{-3}$

равен массе прореагировавшего вещества m , приходящейся на единицу поглощенной световой энергии.

Фотохимический процесс может сопровождаться вторичными реакциями, вызванными химической активностью продуктов, возникающих в результате фотохимического превращения. Закон (II, 5) относится лишь к первичному фотохимическому процессу; эти первичные процессы протекают в соответствии с фотонной природой света: каждому поглощенному фотону $\varepsilon = h\nu$ соответствует превращение одной молекулы. Так как на превращение молекулы требуется некоторая минимальная работа A , то энергия фотона $h\nu$ должна удовлетворять условию

$$h\nu \geq A, \quad (\text{II}, 6)$$

откуда вытекает существование длинноволновой границы фотохимического процесса: если частота излучения $\nu < \frac{A}{h}$, то фотохимическая реакция не протекает. Большинство фотохимических реакций протекает под влиянием лишь ультрафиолетовых лучей. Условие (II, 6) необходимо, чтобы фотохимическая реакция могла протекать, но оно еще не является достаточным: необходимо, чтобы излучение данной частоты поглощалось молекулой. В некоторых случаях возможно осуществить фотохимическую реакцию и в области частот ν , для которых вещество прозрачно, если прибавить второе вещество (сенсibilизатор), поглощающее свет. Такие фотохимические реакции называются с е н с и б и л и з и р о в а н н ы м и.

Среди фотохимических индикаторов лучистой энергии мы упомянули светочувствительные фотографические слои и орган зрения—глаз. По сравнению со всеми перечисленными выше физическими приемниками излучения глаз обладает наибольшей чувствительностью. Пороговая чувствительность глаза равна $2,4 \cdot 10^{-10}$ эрг при длине световой волны $\lambda = 555$ мкм и продолжительности светового раздражения около 0,1 сек. Это соответствует потоку излучения $2,4 \cdot 10^{-9}$ эрг/сек, или $2,4 \cdot 10^{-16}$ вт. Заметим, что энергия одного кванта указанного монохроматического излучения равна $3,5 \cdot 10^{-12}$ эрг. Если учесть, что зрительное ощущение возникает при продолжительности раздражения в десятую или даже сотую долю секунды, то отсюда ясно, что мгновенно глаз в состоянии зрительно почувствовать очень небольшое число квантов, т. е. по своей чувствительности он близок к и д е а л ь н о м у прибору.

Как известно, пользуясь этим свойством глаза, акад. С. И. Вавилов, наблюдая световые флуктуации в пучке малой интенсивности, экспериментально подтвердил дискретную, квантовую структуру света.

Рассмотрению свойств глаза, как приемника излучения, посвящена следующая глава. Здесь же мы остановимся несколько

подробнее на светочувствительных фотослоях, как индикаторах излучения.

Свойства фотографических материалов характеризуются рядом параметров: светочувствительностью S , коэффициентом контрастности γ , величиной фотографической вуали D_0 , максимальной оптической плотностью D_{max} , фотографической широтой L , разрешающей способностью R и спектральной чувствительностью.

Для количественной оценки почернения освещенного фотографического слоя после его проявления пользуются величиной оптической плотности. Назовем коэффициентом пропускания τ проявленного фотографического слоя в месте его почернения отношение светового потока F , проходящего через место почернения, к световому потоку, падающему на него:

$$\tau = \frac{F}{F_0} . \quad (II,7)$$

Десятичный логарифм величины, обратной коэффициенту пропускания, называется оптической плотностью почернения D :

$$D = \lg \frac{1}{\tau} = -\lg \tau . \quad (II,8)$$

Зависимость оптической плотности, получаемой в данном светочувствительном фотографическом слое, от количества осве-

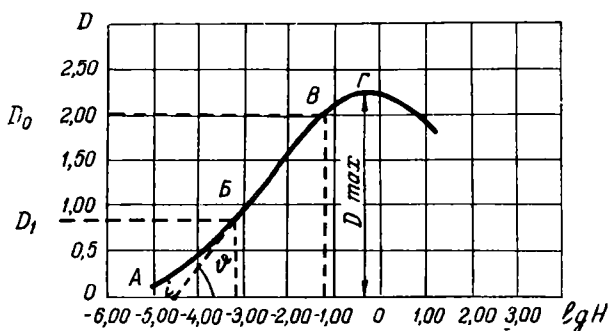


Рис. 33. Характеристическая кривая фотографического светочувствительного слоя

щения H является одной из важнейших характеристик этого слоя. Эту зависимость обычно выражают характеристической кривой (рис. 33), экспериментально определяемой на специальном приборе—денситометре и представляемой в прямоугольной системе координат в виде графика $D = f(\lg H)$.

На характеристической кривой имеется прямолинейный участок BB' (см. рис. 33)—область нормальных экспозиций,—где функция D линейно зависит от $\lg H$; участок AB

соответствует малым экспозициям—области недодержек; участок $B\Gamma$ —область передержек. Характеристическая кривая имеет максимум (точка Γ), после которого оптическая плотность уменьшается с увеличением количества освещения (область соляризации). Практически это означает, что при слишком длительных выдержках негативное изображение может превратиться в позитивное. Следовательно, предельной («полезной») верхней точкой характеристической кривой является точка Γ , соответствующая максимальной плотности почернения D_{max} при данных условиях проявления; поэтому кривую $D = f(\lg H)$ в этой точке или чуть правее ее обычно прерывают.

В проявленном фотографическом материале, не подвергнувшись освещению, все же обнаруживается некоторое почернение; оно носит название фотографической вуали. Оптическая плотность вуали выражается формулой

$$D_0 = \lg \frac{1}{\tau_0}, \quad (\text{II},9)$$

где τ_0 —коэффициент пропускания фотографической вуали данного материала.

Из характеристической кривой следует, что различия в почернениях, составляющих фотографическое изображение, могут быть получены лишь при действии на фотографический слой определенных количеств освещения,—различных для разных фотографических материалов. Чем больше светочувствительность материала, тем характеристическая кривая более сдвинута влево по оси абсцисс. Для каждой фотографической эмульсии существует пороговое значение количества освещения, ниже которого никакого почернения не получается; чем больше чувствительность эмульсии, тем меньше пороговое значение количества освещения. Светочувствительность S обратно пропорциональна количеству освещения H , создающему на данном фотографическом слое после проявления заданный фотографический эффект, называемый критерием светочувствительности:

$$S = \frac{c}{H}, \quad (\text{II},10)$$

где c —коэффициент пропорциональности.

Принимая тот или иной критерий, т. е. ту или иную точку на характеристической кривой, можно определить точку на горизонтальной оси сенситометрического графика, соответствующую принятому критерию. В различных сенситометрических системах используются различные критерии чувствительности.

В качестве критерия светочувствительности в системе ГОСТ 2817—50 (введенного в СССР в 1951 году) принята точка на характеристической кривой, соответствующая оптической плот-

ности, превышающей плотность вуали на 0,2 ($D = D_0 + 0,2$), а в качестве коэффициента пропорциональности—единица ($c = 1$):

$$S_{0,2} = \frac{1}{H_{D=D_0+0,2}}, \quad (\text{II}, 11)$$

где H —количество освещения белым светом, выраженное в $\text{лк} \cdot \text{сек}$.

При этом указываются время проявления $t_{\text{пр}}$, необходимое для достижения рекомендованного ГОСТом значения коэффициента контрастности $\gamma_{\text{рек}}$ (см. ниже), выбранный источник излучения и номер примененного проявителя по ГОСТу 2817—50.

В табл. 7 приведены значения светочувствительности $S_{0,2}$ и плотности вуали D_0 типичных фотографических слоев.

Таблица 7

Сенситометрические показатели негативных пластинок и фотопленок по общей светочувствительности $S_{0,2}$ и плотности вуали D_0

Степень общей светочувствительности	Светочувствительность $S_{0,2}$ по ГОСТу	Плотность вуали D_0						
		Фотопластинок			Фотопленок			
		Изо-орто	Изо-хром	Пан-хром	Орто-хром	Изо-хром	Изо-пан-хром	Пан-хром
Низкая	11 и 16	0,12	0,12	0,15	0,10	0,10	0,12	0,15
Малая	22 и 32	0,12	0,12	0,15	0,10	0,10	0,12	0,15
Средняя	45 и 65	0,12	0,15	0,18	0,12	0,12	0,15	0,18
Высокая	90 и 130	0,15	0,18	0,22	0,15	0,15	0,18	0,22
Высшая	180 и 250	0,22	0,24	0,30	0,18	0,20	0,24	0,30
Наивысшая	Свыше 350	—	—	—	—	—	—	—

Как видно из таблицы, фотоматериалы наивысшей чувствительности имеют $S_{0,2} > 350$; это значит, что количество освещения около $3 \cdot 10^{-3} \text{ лк} \cdot \text{сек}$ окажется достаточным, чтобы создать оптическую плотность проявленного слоя на 0,2 большую, чем плотность вуали. При достаточно большом времени t воздействия излучения на светочувствительный слой освещенность E на нем может быть создана чрезвычайно малой.

Кроме данного здесь определения критерия светочувствительности существуют другие способы выражения этого параметра, в частности в системе X и D и в системе $\frac{\text{ДИН}}{10}$.

В системе X и D критерием светочувствительности принята точка и нерци и i —точка пересечения продолжения прямо-

линейного участка характеристической кривой с осью абсцисс, а в качестве коэффициента пропорциональности—число $s = 10$:

$$S_i = \frac{10}{H_i}, \quad (\text{II}, 11')$$

где H_i —экспозиция, соответствующая точке инерции и выраженная в $\text{лк} \cdot \text{сек}$.

Критерием светочувствительности в системе ДИН (Deutsche Industrie Normen) служит оптическая плотность почернения, превышающая плотность вуали на 0,1, т. е. $D = 0,1 + \bar{D}_0$.

Вследствие различия методов определения светочувствительности в перечисленных сенситометрических системах, различия условий экспонирования и проявления фотоматериалов, влияния контрастности материалов и т. д., точных переходных коэффициентов от чисел светочувствительности в одной системе к числам в другой системе не существует.

В табл. 8 приведены ориентировочные сравнительные значения, позволяющие выполнить переход от одной системы к другой.

Таблица 8
Ориентировочная сравнительная таблица значений светочувствительности в различных системах

ГОСТ 2817—50	11	16	22	32	45	65	90	130	180	250	
X и Д	250	350	500	700	900	1400	2000	3000	4000	6000	
$\frac{\text{ДИН}}{10}$	4512	12/10	13/10	15/10	17/10	18/10	20/10	21/10	23/10	24/10	26/10

Способность фотографического материала передавать разности яркостей различных участков фотографируемого объекта называется контрастностью. У различных фотографических материалов изменение оптических плотностей при одинаковых изменениях экспозиции различно; оно определяется степенью контрастности материала, которая численно равна градиенту оптической плотности как функции количества освещения $\left(\frac{dD}{d \lg H} \right)$. В различных точках характеристической кривой (см. рис. 33) величина $\frac{dD}{d \lg H}$ различна и достигает при данных условиях проявления своего наибольшего значения в прямолинейном участке кривой:

$$\gamma = \frac{D_2 - D_1}{\lg H_2 - \lg H_1} = \text{tg } \vartheta; \quad (\text{II}, 12)$$

величина γ называется коэффициентом контрастности; иногда ее называют фактором проявления; ϕ — угол наклона прямолинейного участка кривой относительно оси абсцисс.

Из определения величины γ , как градиента оптической плотности на прямолинейном участке характеристической кривой, следует

$$dD = \gamma d \lg H;$$

после дифференцирования находим

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = -\gamma \frac{\Delta H}{H}$$

так как $D = -\lg \tau$. Если $\gamma = 1$, то контраст фотографического изображения $\frac{\Delta \tau}{\tau}$ равен контрасту оптического изображения $\frac{\Delta H}{H}$;

знак минус указывает, что более темной детали соответствует более светлое фотографическое изображение ее. Если $\gamma < 1$, то контраст у фотографического изображения меньше, чем у оптического, если $\gamma > 1$, имеет место обратное.

При изменении времени проявления положение и форма характеристической кривой изменяются: можно подобрать время проявления $t_{пр}$ таким, чтобы у данной фотографической эмульсии величина γ достигла любого, в частности рекомендованного ГОСТом 2817—50, значения $\gamma_{рск}$; при дальнейшем увеличении времени проявления коэффициент контрастности достигает максимального значения γ_{max} .

В зависимости от состава светочувствительной эмульсии и метода ее изготовления величина γ_{max} оказывается различной; она обычно связана со светочувствительностью S материала и тем выше, чем ниже чувствительность материала.

Для ориентировки приводим численные значения коэффициентов контрастности γ фотографических материалов общего назначения (табл. 9).

Существенной является способность фотоматериала правильно передавать весь интервал яркостей фотографируемого объекта, т. е. разность между наиболее светлым и наиболее темным участками объекта; эта способность характеризуется фотографической широтой L . Величина L определяется интервалом экспозиций, ограниченных точками начала и конца прямолинейного участка характеристической кривой и обычно выражается логарифмом отношения:

$$L = \lg \frac{H_2}{H_1} = \lg H_2 - \lg H_1, \quad (II,13)$$

где H_1 и H_2 — экспозиции, соответствующие началу и концу прямолинейного участка характеристической кривой (см. рис. 33).

Таблица 9

Коэффициенты контрастности и фотографическая широта негативных пластинок и фотоленок общего назначения

Степень контрастности	Рекомендуемый ГОСТом коэффициент контрастности $\gamma_{рек}$.		Максимальный коэффициент контрастности γ_{max}		Фотографическая широта L	
	пластинок	пленок	пластинок	пленок	пластинок	пленок
Особо мягкие	—	0,65	—	—	—	—
Мягкие	0,8	0,80	0,9—1,15	0,7—0,88	1,5	2,1—1,8
Нормальные	1,2	1,2	1,2—1,6	0,9—1,15	1,2	1,8—1,5
Контрастные	1,7	1,7	1,7—2,0	1,2—1,8	0,9	1,5—1,1
Особо контрастные	2,5	2,5	—	—	—	—
Сверхконтрастные	>3,0	—	—	—	—	—

В табл. 9 приведены величины L у различных типов фотоматериалов. У некоторых из них значение фотографической широты достигает $L = 2$; это значит, что интервал экспозиций у данного фотоматериала достигает $\frac{H_2}{H_1} = 100 : 1$.

Все светочувствительные фотографические слои являются селективными индикаторами излучений. Максимум спектральной чувствительности бромосеребряного фотографического слоя находится в ультрафиолетовой части спектра, вблизи волны $\lambda = 350$ мкм при верхней границе спектральной чувствительности, простирающейся до ~ 500 мкм. Введением в состав эмульсии небольших количеств некоторых органических красителей, сообщающих эмульсии чувствительность к тем цветным излучениям, которые эти красители поглощают, можно сенсибилизировать эмульсии искусственным очувствлением их к длинноволновым излучениям. В табл. 10 дается классификация фотографических пластинок по спектральной чувствительности.

Помимо общей S и спектральной светочувствительности фотоматериала часто необходимо знать величину эффективной светочувствительности S_{ϕ} , понимая под последней чувствительность фотослоя к свету, прошедшему через цветной светофильтр. Определяется величина S_{ϕ} с помощью характеристической кривой, получаемой при установке в сенситометре соответствующего светофильтра. Определяют значения эффективной чувствительности к желтым $S_{ж}$, оранжевым $S_{о}$ и красным $S_{к}$ излучениям и выражают их в процентах по отношению к общей светочувствительности.

Таблица 10

Спектральная чувствительность фотопластинок

№ п/п	Вид пластинок	Граница сенсibilизации в длинах волн
1	Несенсибилизированные	Естественная чувствительность галоидного серебра до 500 м.мк
2	Ортохроматические	580—600 м.мк; пониженная чувствительность в области излучений с длиной волны около 500 м.мк
3	Изоортохроматические	580—600 м.мк
4	Изохроматические	620—650 м.мк
5	Панхроматические	660—730 м.мк; пониженная чувствительность в области излучений с длиной волны 490—540 м.мк
6	Изопанхроматические	660—730 м.мк

Важной эксплуатационной характеристикой фотоматериала является его способность к воспроизведению мельчайших деталей фотографического объекта — разрешающая способность. Эта характеристика светочувствительного слоя прежде всего зависит от размера зерен фотографической эмульсии. Зернистость структуры изображения становится все более ощутимой по мере оптического увеличения негатива, что оказывается абсолютно необходимым в малоформатной фотографии. Для характеристики зернистости фотоматериала вводят специальную величину — фактор зернистости G , — выражаемую отношением:

$$G = \frac{100}{M_{\text{пр}}}, \quad (\text{II}, 14)$$

где $M_{\text{пр}}$ — наименьший масштаб линейного увеличения, при котором зернистость фотоматериала становится заметной (мешающей). Эти определения производятся проекционным фотографическим методом с помощью проекционного гранулометра в стационарных условиях наблюдения.

Разрешающая способность фотографических материалов R характеризуется наибольшей частотой штрихов в изображении абсолютно контрастной миры, состоящей из ряда групп параллельных штрихов, разделенных промежутками той же ширины, что и сами штрихи, которая еще отдельно передается испытуемым материалом. Черно-белые материалы обычно характеризуются одной величиной R — числом штрихов на мм; цветные материалы четырьмя: R — общей разрешающей способностью (для

белого света) и R_B , R_C и R_H — разрешающими способностями отдельных элементарных слоев: верхнего, среднего и нижнего (за выделяющими светофильтрами). Разрешающая способность определяется в строго стандартизованных условиях с помощью специального прибора — резольвометра. Почти всегда разрешающая способность высокочувствительных эмульсий ниже, чем малочувствительных. В табл. 11 приводятся данные о разрешающей способности фотографических пленок различной светочувствительности, выпускающихся нашей промышленностью для широкого применения.

Таблица 11

Разрешающая способность фотопленок широкого назначения

Светочувствительность S	11—16	22—32	45—65	90—130	180—250
Разрешающая способность R (лин./мм)	90	80	70	60	50

У цветофотографических пленок разрешающая способность верхнего R_B , среднего R_C и нижнего R_H существенно разная. Светочувствительность этих слоев также различная. В табл. 12 приводим эти данные для цветных кинопозитивных пленок ДС-1 и ДС-2.

Таблица 12

Разрешающая способность и светочувствительность цветофотографических пленок

Наименование пленок	Светочувствительность			Разрешающая способность				
	общая S	элементарных слоев			общая R	элементарных слоев		
		S_B	S_C	S_H		R_B	R_C	R_H
Цветной кино- негатив ДС-1	9	60	9	6	35	75	30	25
Цветной кино- негатив ДС-2	18	25	18	40	55	62	55	27

Общая светочувствительность и общая разрешающая способность определены в белом свете. Исследования показывают [2], что экспериментально определяемая величина разрешающей спо-

способности слоя сильно зависит от величины апертуры объектива, применяемого в резольвометре: значения R оказываются существенно бóльшими, если применять высокоапертурные объективы.

Сопоставляя различные индикаторы излучений, замечаем, что реакция некоторых приемников (например, фотослоя) пропорциональна времени воздействия на них излучения. Ряд приемников (термоэлементы, болометры, фотоэлементы) реагируют на излучение независимо от времени его воздействия на приемник; конечно, это справедливо лишь в известных пределах, а именно: если процессы «насыщения» приемников исключить из рассмотрения, т. е. если предположить, что между энергией, поглощаемой приемниками, и энергией расходуемой (например, излучаемой) быстро устанавливается и поддерживается динамическое равновесие. Фотографические слои отличаются от рассмотренных выше приемников излучения тем, что суммируют химическое действие света за все время освещения. Увеличивая время освещения, можно компенсировать слабость падающего излучения, «накопив» энергию, достаточную для обнаружения, например, невидимых глазом звезд. Эта особенность фотослоя делает его исключительно чувствительным индикатором излучения.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ВОСПРИЯТИЕ СВЕТА ГЛАЗОМ. ФУНКЦИИ ЗРЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ КОЛОРИМЕТРИИ

§ 1. ГЛАЗ КАК ОПТИЧЕСКИЙ ПРИБОР

Устройство глаза. На рис. 34 представлен в упрощенном виде горизонтальный разрез правого глаза человека. Глаз имеет приблизительно шарообразную форму. Диаметр его равен почти 2,5 см. Внешняя белковая оболочка, или склера, является твердой и непрозрачной на всем своем протяжении, за исключением передней, открытой части глаза. Здесь склера переходит

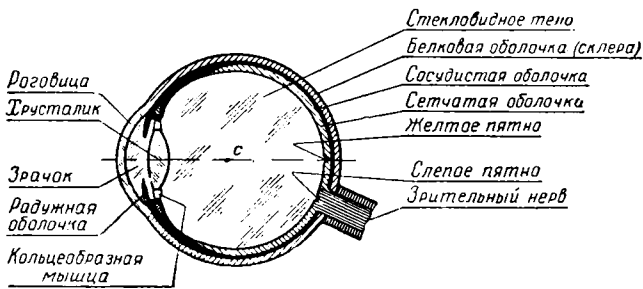


Рис. 34. Схематическое изображение устройства глаза (горизонтальный разрез правого глаза)

в прозрачную роговую оболочку, или роговицу. С внутренней стороны к склере прилегает сосудистая оболочка. В передней части глаза сосудистая оболочка переходит в радужную оболочку, окрашенную у разных людей в разный цвет и имеющую в середине отверстие, называемое зрачком глаза. Диаметр зрачка меняется в зависимости от величины светового потока, поступающего в глаз, от 2 до 8 мм (зрачковый рефлекс). В обычных условиях освещения он равен 3—4 мм.

К сосудистой оболочке прилегает сетчатая оболочка, или сетчатка глаза, имеющая очень сложное строение. Сетчатка выстилает все дно глаза, за исключением передней его части, и состоит в основном из разветвлений волокон зрительного нерва и их окончаний. Сетчатка является световоспринимающим аппаратом глаза—приемником лучистой энергии, проникающей в глаз.

Световоспринимающими элементами сетчатки являются окончания волокон зрительного нерва, разделяющиеся на два вида — колбочки и палочки. Колбочки имеют длину порядка 35 мк и наибольшую толщину около 5÷6 мк. Палочки имеют длину около 63÷81 мк и диаметр около 1,8 мк. Общее число колбочек в сетчатке глаза равно около 7 миллионов, а палочек — около 130 миллионов. Палочки и колбочки распределены по поверхности сетчатки очень неравномерно. В середине сетчатки имеется несколько углубленный участок овальной формы с горизонтальным диаметром около 1 мм и вертикальным диаметром около 0,8 мм, называемый желтым пятном. В центральной ямке желтого пятна площадью около 0,5 мм² (это место называется *fovea centralis*) находятся исключительно колбочки (около 4000). Это место сетчатки является местом наиболее четкого видения. По мере удаления от желтого пятна к периферии сетчатки число колбочек на каждую единицу площади уменьшается, а число палочек возрастает. На краях сетчатки находятся почти исключительно только палочки. На сетчатке имеется также участок, на котором колбочки и палочки вовсе отсутствуют. Это то место, где зрительный нерв входит в глазное яблоко; оно имеет приблизительно круглую форму диаметром около 1,5 мм и называется слепым пятном.

Внутри глаза, непосредственно за зрачком, расположено прозрачное упругое тело, имеющее форму двояковыпуклой линзы и называемое хрусталиком. Хрусталик находится в прозрачной сумке, укрепленной в охватывающей его со всех сторон кольцеобразной мышце. При напряжении этой мышцы хрусталик увеличивает свою кривизну, а следовательно, и оптическую силу. Этот процесс носит название accommodation и играет огромную роль в работе глаза, обеспечивая возможность получения на сетчатке резких изображений различно удаленных предметов.

Пространство между роговицей и хрусталиком, называемое передней камерой глаза, заполнено камерной влагой — студенистой прозрачной жидкостью. Такого же рода жидкостью заполнено и небольшое пространство между зрачком и хрусталиком (задняя камера). Пространство внутри глаза, охватываемое сетчаткой и хрусталиком, заполнено так называемым стекловидным телом — веществом студенистого вида.

Глаз в целом находится в состоянии почти непрерывного движения. Подвижность глаза обеспечивается действием шести мышц, прикрепленных с одной стороны к главному яблоку, а с другой — к глазной орбите. Центр вращения глаза (см. точку *C* на рис. 34) находится внутри глаза примерно на расстоянии 13 мм от вершины роговицы.

Оптическая система глаза состоит из роговицы, передней и задней камер, хрусталика и стекловидного тела. Параметры глаза в известных пределах отличаются у разных людей, ввиду чего оказалось удобным ввести понятие о схематическом глазе,

которому приписываются средние значения параметров. Наиболее точным считается схематический глаз Гульстранда. Постоянные этого глаза можно найти в работах [43], [68], [55] и др. Здесь приведем только схему расположения фокусов и главных точек схематического глаза при отсутствии напряжения аккомодации (рис. 35, над осью глаза) и при наибольшем напряжении аккомодации (рис. 35, под осью). Все расстояния указаны по отношению к вершине первой поверхности роговицы.

Аккомодация глаза. Как было указано выше, хрусталик, а следовательно, и глаз в целом может изменять свою оптическую силу и благодаря этому давать на сетчатке резкие изображения различно удаленных предметов. Как сам процесс изменения оптической силы, так и приспособляемость глаза к различным расстояниям до наблюдаемого объекта называется **а к к о м о д а ц и е й**. Оптическая сила глаза может изменяться примерно на 20%. Этим ограничиваются наибольшее и наименьшее расстояния, при которых глаз может ясно видеть предметы; область между этими расстояниями называется **областью аккомодации**.

Наиболее удаленная точка, какую глаз может ясно видеть при отсутствии напряжения аккомодации, называется **д а л ь н е й т о ч к о й г л а з а**; наиболее близкая точка, которую глаз может ясно видеть при наибольшем напряжении аккомодации, называется **б л и ж н е й т о ч к о й г л а з а**. Длительная аккомодация на ближнюю точку сильно утомляет глаз. Ввиду этого часто употребляется так называемое **р а с с т о я н и е н а и л у ч ш е г о в и д е н и я**, на котором глаз обычно рассматривает мелкие предметы (читает, пишет). Это расстояние принимается равным 250 мм для нормального глаза.

Глаз считается нормальным или (эмметропическим), если дальняя точка находится на бесконечности. Глаз, не удовлетворяющий этому условию, называется аметропическим. Если дальняя точка находится на конечном расстоянии перед глазом, последний называется близоруким (или миопическим); глаз, для которого дальняя точка является мнимой, т. е. фокусирующий на сетчатке при отсутствии напряжения аккомодации сходящийся пучок лучей, называется дальноруким (или гиперметропическим).

Близорукость и дальнорукость исправляются очками. Очковая линза дает изображение бесконечно удаленной точки в дальней точке данного глаза. Соответственно расположению дальней

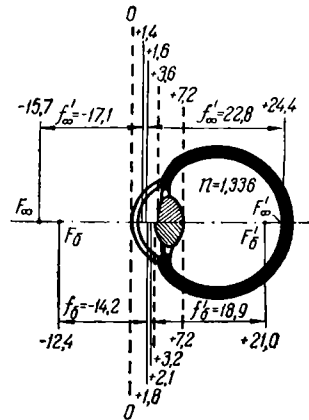


Рис. 35. Положение главных точек и фокусов в схематическом глазе

точки, очковая линза для близорукого глаза должна быть отрицательной, а для дальнозоркого—положительной.

Разрешающая сила глаза (острота зрения). Видение, или зрительное восприятие предметов, может быть более или менее четким, в зависимости от того, какие детали предмета—меньшие или большие—способен различить глаз. Способность глаза различать, видеть отдельно, две близкие точки предметов называется разрешающей силой глаза, или остротой зрения. Разрешающая сила глаза оценивается величиной наименьшего углового расстояния между двумя точками, при котором эти точки еще разрешаются.

Разрешающая сила глаза ограничивается как физическими условиями распространения света в оптической системе глаза, так и структурой сетчатки. Физические условия, а именно дифракция света на краях зрачка глаза и аберрации глаза, обуславливают степень четкости или размытости (расплывчатости) оптического изображения. От структуры сетчатки зависит, будут ли использованы свойства оптической системы глаза в отношении ее разрешающей силы.

Фигура светорассеяния, представляющая собой действительное изображение светящейся точки, зависит от диаметра зрачка глаза—оптимальным, в смысле разрешающей силы, диаметром зрачка глаза является такой, при котором диаметры дифракционного (центрального) и аберрационного кружков рассеяния равны между собой. Опыт и теория показывают, что разрешающая сила глаза имеет наибольшее значение при диаметре зрачка в 3—4 мм. Угловой предел разрешения достигает при этом 30" и доходит даже до 20" для высококонтрастных объектов при хорошем освещении.

Физиологической функцией, лежащей в основе остроты зрения, является способность глаза замечать различия в яркостях (контрастная чувствительность глаза—см. ниже). Если рассматриваемые объекты или детали объекта настолько малы и близки друг к другу, что их изображения укладываются в пределах одного светоощущающего элемента сетчатки, то никакое различие объектов невозможно. Если же изображения рассматриваемых объектов имеют сравнительно большие размеры и покрывают несколько элементов сетчатки, то различение объектов может оказаться возможным, если промежуток между изображениями на сетчатке даже меньше диаметра одного элемента (колбочки).

Рассмотрим важнейшие факторы, оказывающие влияние на разрешающую силу глаза.

Вследствие значительной хроматической аберрации глаза, его разрешающая сила зависит от спектрального состава излучения. Во-первых, она выше для монохроматических лучей, чем для смешанного (сложного) света; при одинаковой цветности и яркости излучения разрешающая сила тем больше, чем уже его спектральный интервал. Во-вторых, разрешающая сила глаза не-

одинакова для монохроматических лучей разных длин волн — она выше всего для желтых лучей с $\lambda = 580$ мкм и снижается к краям видимого спектра.

Разрешающая сила глаза очень сильно зависит от места изображения предмета на сетчатке. Она выше всего для центральной ямки (в случае дневного или колбочкового зрения) и очень быстро падает с удалением от нее. Это объясняется тем, что в центральной ямке не более 2—3 смежных колбочек обслуживается отдельным волокном зрительного нерва; эти 2—3 колбочки являются как бы самостоятельным приемником световой энергии. По мере

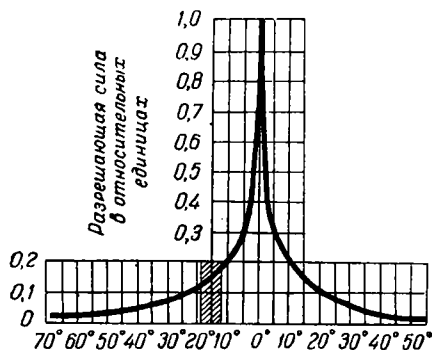


Рис. 36. Зависимость разрешающей силы глаза от места сетчатки

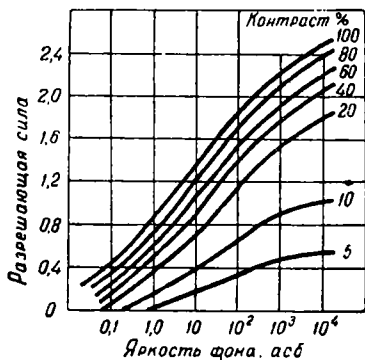


Рис. 37. Зависимость разрешающей силы глаза от яркости фона и контраста

удаления от центральной ямки постепенно увеличивается число элементов сетчатки, обслуживаемых одним волокном зрительного нерва, достигая на краях сетчатки нескольких сотен. Все, что изображается в пределах такой группы элементов сетчатки, неразлично и воспринимается глазом в виде бесструктурного объекта равномерной яркости и цветности. Ход зависимости разрешающей силы от места сетчатки показан на рис. 36.

В случае палочкового зрения, т. е. при весьма слабых яркостях объектов, разрешающая сила весьма низка и имеет максимум не в центральной ямке, а для мест сетчатки, расположенных на 15—20° от нее. Этот максимум составляет около $1/20$ от максимальной разрешающей силы дневного зрения.

Особое значение имеет влияние яркостей объектов и фона, на котором они рассматриваются, на разрешающую силу. Разрешающая сила растет с увеличением яркости фона и контраста яркостей объекта и фона. Эта зависимость показана на рис. 37. Контраст в процентах означает величину

$$K = \frac{B - B_{\Phi}}{B_{\Phi}} 100\%,$$

где B_{Φ} и B — яркости фона и объекта. Разрешающая сила указана

в так называемых врачебных единицах, т. е. она измеряется величиной, обратной разрешаемому углу, выраженному в угловых минутах.

На разрешающую силу глаза влияет также форма объекта и состояние движения его. Так, при оценке смещения одной половины прямой линии по отношению к другой угловой предел разрешения достигает всего лишь $2,5''$ (например, при отсчетах по лониусу). Движущийся объект различается периферическими частями сетчатки лучше, чем неподвижный. Таким образом, разрешающая сила глаза варьирует в широких пределах, в зависимости от геометрических и фотометрических характеристик рассматриваемых объектов.

При ориентировочных расчетах часто принимают угловой предел разрешения глаза равным $1'$, однако делать это можно далеко не всегда. С той или иной точностью указанные выше факторы, влияющие на разрешающую силу, должны быть учтены в каждом отдельном случае.

Поле зрения глаза. Все пространство перед глазом, в котором возможно различение объектов при неподвижном глазе, называется полем зрения.

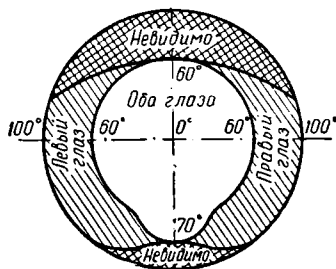


Рис. 38. Поле зрения глаз—монокулярное и бинокулярное

Границы поля зрения различны у разных глаз и зависят от размеров объекта, его яркости, цвета и других причин. Поэтому цифры, приводимые различными авторами, неодинаковы и все они имеют в известной мере условный характер. Для белого света в работах [43], [68], [55] и [90] указываются следующие числовые данные границ поля зрения: к виску— $92 \div 100^\circ$, к носу— $60 \div 65^\circ$, кверху— 60° и книзу— $70 \div 72^\circ$; все поле зрения одного глаза (монокулярное) достигает по горизонту $154 \div 160^\circ$ и по вертикали 130° ;

поле зрения обоих глаз совместно (бинокулярного) составляет по горизонтали $184 \div 200^\circ$ и по вертикали— 130° . При этом боковые части общего поля зрения видимы только одним глазом—левая левым и правая правым, остальная часть поля зрения является общей для обоих глаз. Это общее поле зрения имеет границы: по горизонтали около 120° и по вертикали— 130° .

Схема рис. 38 дает наглядное представление о границах поля зрения каждого глаза в отдельности и обоих глаз совместно.

Различные участки общего поля зрения глаза весьма неравноценны в отношении четкости видения предметов и других функций зрения. Все поле зрения глаза можно разделить на три характерные зоны: а) зона наиболее четкого видения—фовеальное, или центральное, зрение с полем около 2° ; б) зона, в пределах которой (при неподвижном глазе) возможно опознавание предметов

без различения мелких деталей. Поле зрения этой зоны, называемое полем ясного зрения, составляет по некоторым данным [5] 30° по горизонтали и 22° по вертикали; в) зона периферического зрения, в пределах которой предметы не опознаются, но эта зона имеет важное значение для ориентации.

§ 2. ВАЖНЕЙШИЕ ФУНКЦИИ ЗРЕНИЯ

Двойственность зрительного аппарата: колбочковое и палочковое зрение. Наш глаз ощущает в обычных условиях как свет электромагнитные излучения с длинами волн приблизительно от 380 до 770 *м.мк.* Однако при специальных условиях эти границы могут быть расширены в обе стороны до 302 и 950 *м.мк.*

Световоспринимающими элементами сетчатки являются колбочки и палочки, отличающиеся по своим функциям. Палочки значительно более светочувствительны, чем колбочки, но не различают цветов; колбочки чувствительны к цветам, но обладают сравнительно малой светочувствительностью. Соответственно при сравнительно больших яркостях рассматриваемых объектов, когда большой светочувствительности не требуется, функционирует колбочковое зрение, называемое иначе дневным. При колбочковом зрении мы различаем предметы как по яркости, так и по цветности. При низких же яркостях объектов, когда требуется высокая светочувствительность, работает палочковый аппарат зрения, называемый иначе ночным. При палочковом зрении мы различаем предметы только по их яркости, независимо от того, являются ли они цветными или серыми.

Палочки и колбочки содержат особые вещества, разлагающиеся под воздействием на них света. Это вещество называется зрительным пурпуром. Разложение зрительного пурпура представляет собой фотохимическую реакцию, вызывающую диссоциацию его молекул и появление электрической разности потенциалов. В результате световое воздействие на сетчатку передается в виде отдельных электрических импульсов от сетчатки в мозговые центры, где и воспринимается нами в виде света. При прекращении воздействия света зрительный пурпур снова восстанавливается. Обычно при действии света одновременно протекают оба процесса—разложение и восстановление зрительного пурпура,—идушие навстречу друг другу.

Таким образом, зрительный аппарат человека является двойственным. При средних яркостях объектов (точнее, при яркостях адаптации—см. ниже) свыше 25 *асб* работает только колбочковый аппарат. При этом палочковый аппарат отключается вследствие того, что зрительный пурпур при больших освещенностях сетчатки полностью разлагается. При средних яркостях объектов ниже 0,01 *асб* работает только палочковый аппарат. При этом колбочковый аппарат не функционирует, так как осве-

ценность сетчатки недостаточна для возбуждения сравнительно мало светочувствительных колбочек.

Если яркости объектов лежат в пределах от 0,01 до 25 *асб*, то имеет место смешанное—колбочковое и палочковое—зрение, называемое иначе сумеречным. При этом, если яркость превышает 10 *асб*, зрение является преимущественно колбочковым.

Спектральная чувствительность глаза при различных яркостях. Глаз неодинаково чувствителен к монохроматическим излучениям разных длин волн. При этом характер спектральной чувствительности оказывается различным при разных яркостях рассматриваемых объектов.

Понятие о спектральной чувствительности глаза было введено в главе I. Там же приведена кривая спектральной чувствительности глаза при чисто колбочковом, или дневном, зрении (см. рис. 2). Максимум чувствительности приходится на длину волны 555 *м.м.*. По мере снижения яркости (ниже 25 *асб*) кривая спектральной чувствительности, оставаясь приблизительно такой же по форме, постепенно сдвигается в сторону коротких длин волн. При чисто палочковом зрении (яркость около 0,01 *асб*) максимум чувствительности приходится на длину волны 510 *м.м.*. Таким образом, при сумеречном зрении глаз оказывается более чувствительным к сине-голубым цветам, чем к оранжево-красным (эффект Пуркинье).

Адаптация глаза. Глазу приходится работать в самых разнообразных световых условиях и различать объекты самых различных яркостей. Так, глаз свободно работает днем в условиях освещения солнцем и различает на темном фоне ночного неба сравнительно слабые звезды. Отношение яркостей, которые воздействуют в этих условиях на глаз, достигает колоссальной величины $10^{12} : 1$. Способность светочувствительного аппарата глаза приспособляться к различным яркостям называется а д а п т а ц и е й.

Различают два вида адаптации—с в е т о в у ю (переход от темноты к свету) и т е м н о в у ю (переход от света к темноте).

При темновой адаптации, происходящей при резком уменьшении интенсивности светового раздражителя, колбочковый аппарат зрения постепенно выключается и начинает функционировать палочковый аппарат. Вследствие уменьшения освещенности сетчатки уменьшается процесс разложения и увеличивается концентрация светочувствительного вещества в сетчатке. Соответственно возрастает световая чувствительность глаза, поскольку при одной и той же освещенности сетчатки фотохимический процесс диссоциации молекул светочувствительного вещества будет тем значительнее, чем больше концентрация этого вещества.

Наряду с этим в процессе темновой адаптации происходит увеличение диаметра зрачка глаза, что необходимо для пропускания возможно большего светового потока в условиях малых яркостей объектов.

При световой адаптации происходит обратное явление. Большая освещенность сетчатки приводит к ослеплению более светочувствительных палочек и к выключению палочкового аппарата зрения. Начинает функционировать колбочковый аппарат. Чем выше интенсивность светового раздражителя (освещенность сетчатки), тем меньше концентрация светочувствительного вещества в колбочках и, следовательно, тем ниже световая чувствительность глаза.

Для предохранения сетчатки от излишне большой освещенности зрачок глаза при световой адаптации суживается. Кроме

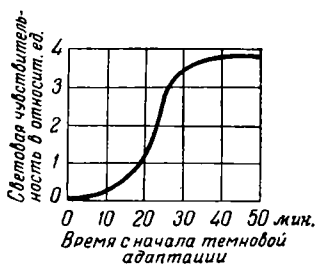


Рис. 39. Кривая темновой адаптации глаза

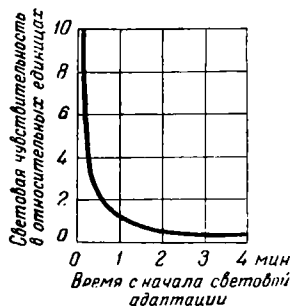


Рис. 40. Кривая световой адаптации глаза

того, поверхность сетчатки покрывается сильно поглощающими свет зернами вещества, называемого черным пигментом. Это уменьшает количество световой энергии, доходящей до колбочек, и, следовательно, содействует возможности глаза работать при значительных яркостях. При малых интенсивностях света черный пигмент перемещается в последний, прилегающий к сосудистой оболочке слой сетчатки и не препятствует световому потоку доходить до светочувствительных элементов сетчатки (палочек и колбочек).

Все указанные процессы—восстановление светочувствительного вещества, перемещение зерен пигмента и изменение диаметра зрачка—требуют для своего завершения известного времени. Вследствие этого адаптация происходит не мгновенно, а постепенно, в течение сравнительно длительного промежутка времени. Типичные кривые хода темновой и световой адаптации приведены на рис. 39 и 40. По оси абсцисс отложено время от начала адаптации, а по оси ординат—световая чувствительность глаза в относительных единицах. Как видно из кривой рис. 39, относящейся к темновой адаптации, рост чувствительности глаза происходит особенно быстро в течение первых 30—40 мин. Через 60—80 мин. световая чувствительность устанавливается уже на почти постоянном уровне. Однако рост чувствительности, хотя и очень медленный, продолжается в течение многих часов (прослежено

в течение 24 часов). Световая адаптация (кривая рис. 40) происходит значительно быстрее—световая чувствительность глаза снижается и достигает постоянного уровня через 5—8 мин.

Увеличение световой чувствительности глаза при темновой адаптации достигает за 60—80 мин. 50 000—100 000 раз и более. Абсолютный световой порог хорошо адаптированного к темноте глаза определяется тем, что глаз может обнаружить кратковременную вспышку света, если она вызывает эффективное поглощение в зрительном пурпуре всего лишь нескольких световых квантов. Этому соответствует несколько сотен квантов в секунду, попадающих в зрачок глаза от источника излучения. Пороговая освещенность зрачка глаза от точечного источника света составляет около 10^{-9} лк.

Чувствительность хорошо адаптированного к темноте глаза является весьма высокой; она во много раз превосходит чувствительность лучших индикаторов излучения (см. главу II).

Общий диапазон яркостей, при которых возможна работа глаза, составляет от 10^{-7} до 10^5 нт (10^{-11} ÷ 10 сб). При яркости выше $1,6 \cdot 10^5$ нт (16 сб) происходит ослепление глаза при любом состоянии адаптации. Из указанного общего диапазона яркостей область работы колбочек составляет приблизительно 10^{-3} ÷ 10^5 нт (10^{-7} ÷ 10 сб) и область работы палочек от 10^{-7} до 1 нт (10^{-11} ÷ 10^{-4} сб). Таким образом, в области от 1 до 10^{-3} нт (10^{-4} ÷ 10^{-7} сб) имеет место совместная работа колбочек и палочек.

Контрастная чувствительность глаза. Одной из важнейших функций зрения является различение предметов и деталей предметов по их яркостному, или цветовому, контрасту. Рассмотрим здесь способность глаза различать предметы только благодаря контрасту между их яркостями—так называемую контрастную, или различительную, чувствительность глаза.

Яркостный контраст объекта и фона, на котором он различается, характеризуется величиной

$$K = \frac{B - B_{\phi}}{B_{\phi}}, \quad (\text{III}, 1)$$

где B —яркость объекта и B_{ϕ} —яркость фона.

Минимальная разность яркостей объекта и фона, при которой глаз может еще различать объект

$$\Delta B = (B - B_{\phi})_{\min},$$

называется пороговой разностью яркости, а отношение $\frac{\Delta B}{B}$ называется пороговым контрастом, или разностным порогом. Величина, обратная пороговому контрасту, т. е. отношение $\frac{B}{\Delta B}$ является мерой контрастной чувствительности глаза.

Как показывает опыт, контрастная чувствительность глаза зависит от яркости фона V_f (рис. 41). С увеличением последней пороговый контраст вначале уменьшается, затем остается приблизительно постоянным, после чего снова начинает возрастать при весьма больших яркостях. Наивысшая контрастная чувствительность глаза имеет место для интервала яркостей примерно от 80 до 320 $нт$ ($250 \div 1000$ $асб$).

Кроме яркости, контрастная чувствительность зависит и от ряда других факторов.

При увеличении угловых размеров объекта контрастная чувствительность вначале возрастает, достигая максимума при угле около $3,5^\circ$, а затем, при дальнейшем увеличении углового размера объекта, остается постоянной.

Контрастная чувствительность весьма сильно зависит от места раздражения сетчатки, уменьшаясь от центральной ямки к периферии в десятки раз. Это связано с тем, что пороговый контраст для палочек во много раз больше, чем для колбочек.

Контрастная чувствительность зависит от состояния адаптации глаза. При темновой адаптации она, как правило, уменьшается, если яркость объекта превышает 1 $асб$.

При бинокулярном зрении контрастная чувствительность выше, чем при монокулярном зрении,—при центральном зрении на 10% и при периферическом зрении на 50%. Это особенно заметно при яркостях меньших, чем 500 $асб$.

Контрастная чувствительность повышается по мере увеличения времени рассматривания объекта (до известного предела). Так, при увеличении этого времени от 0,075 до 0,3 сек. контрастная чувствительность возрастает примерно на 20% [43].

Существенное значение для контрастной чувствительности имеет также то, находятся ли сравниваемые объекты в непосредственном соседстве друг с другом, или же между ними имеется участок раздела. В последнем случае пороговый контраст увеличивается. Этот порог увеличивается также тогда, когда граница между сравниваемыми объектами различной яркости является не скачкообразно резкой, а размытой, дающей некоторую полосу постепенного перехода от одной яркости к другой.

Возникновение светового ощущения. Последовательные образы. Между моментом воздействия света на сетчатку глаза и моментом возникновения в нашем сознании светового или зрительного ощущения всегда проходит некоторое время, называемое в нем **о щ у щ е н и я**. В среднем время ощущения колеблется от 0,1 до 0,25 сек., в зависимости от яркости объекта: мень-

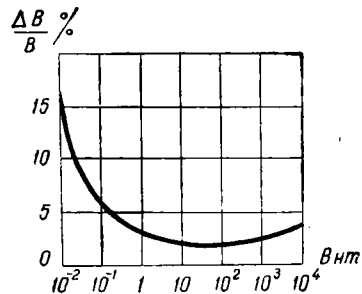


Рис. 41. Зависимость порогового контраста от яркости поля адаптации

шие значения времени соответствуют бóльшим яркостям, и наоборот.

Зрительное ощущение возникает не сразу таким, каким мы его испытываем при длительном времени наблюдения; как показывают кривые рис. 42, вначале интенсивность ощущения (видимая яркость) быстро нарастает, затем, по достижении

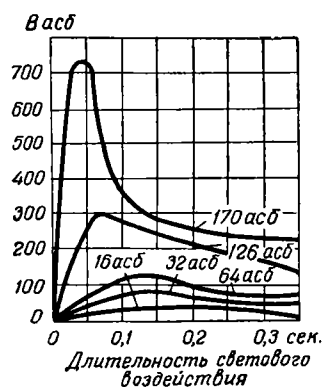


Рис. 42. Изменение видимой яркости объекта во времени

некоторого максимума, постепенно снижается до постоянного уровня. По оси ординат отложена видимая яркость объекта, определенная путем сравнения с яркостью стационарного источника. Цифры на кривых обозначают видимую яркость объекта по установлению постоянного уровня (при длительном наблюдении). Как видно из кривых, яркость в максимуме может превосходить яркость последующего постоянного уровня ощущения более чем в 4—5 раз. Этим объясняется, что несколько кратких световых раздражений оказываются заметнее для глаза, чем одно продолжительное.

Так же, как зрительное ощущение возникает не сразу при начале воздействия света на сетчатку, оно и исчезает не сразу при окончании воздействия света. Остающееся после окончания светового воздействия зрительное ощущение называется *п о с л е д о в а т е л ь н ы м о б р а з о м*.

Восприятие мельканий и их слияние. Если глаз рассматривает мелькающий, т. е. прерывисто светящийся, объект, то заметность мельканий имеет место только при сравнительно низкой частоте мельканий N . При повышении частоты мельканий, благодаря описанным выше процессам возникновения зрительных ощущений и последовательных образов, наступает момент, когда мелькающий объект начинает казаться глазу светящимся непрерывно с постоянной яркостью. Та наименьшая частота мельканий, при которой наступает их слияние, называется *к р и т и ч е с к о й ч а с т о т о й м е л ь к а н и й* $N_{кр}$.

Если истинная яркость мелькающего объекта равна B , то субъективно воспринимаемая, или кажущаяся, яркость B_k существенно зависит от частоты мельканий. При частоте ниже критической яркость отдельных вспышек кажется больше истинной яркости, причем наибольшей она кажется при частоте мельканий около 10 в сек. При приближении частоты мельканий к критической кажущаяся яркость становится меньше истинной и достигает постоянного уровня, когда частота мельканий делается равной критической. При этом кажущаяся яркость мелькающего объекта во столько раз меньше истинной его яркости, во сколько

раз длительность t_0 одной вспышки меньше периода T смены света и темноты, т. е.

$$\frac{B_K}{B} = \frac{t_0}{T}, \quad (III, 2)$$

При этом предполагается, что в течение времени t_0 яркость объекта постоянна.

Соотношение (III, 2) известно под названием закона Тальбота. Отклонения от него имеют место при слабых яркостях объекта, когда кажущаяся яркость несколько меньше, чем следует из соотношения (III, 2), и при очень больших яркостях, когда кажущаяся яркость несколько больше, чем следует из того же соотношения. Для всего же широкого интервала яркостей, с которыми приходится иметь дело в большинстве случаев практики, закон Тальбота соблюдается вполне точно.

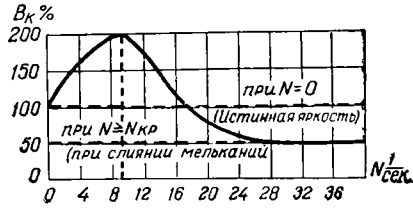


Рис. 43. Зависимость кажущейся яркости мелькающего объекта от частоты мельканий

Зависимость кажущейся яркости от частоты мельканий для случая, когда $t = \frac{1}{2} T$ и $N = 32 \frac{1}{\text{сек}}$, представлена на рис. 43. Истинная яркость объекта принята за 100%.

Численное значение критической частоты мельканий зависит от многих факторов. Рассмотрим основные из них.

Критическая частота мельканий растет пропорционально логарифму яркости мелькающего источника света:

$$N_{кр} = a \lg B + b. \quad (III, 3)$$

Постоянная b , а следовательно, и критическая частота мельканий $N_{кр}$ больше всего для желтого цвета ($\lambda = 580 \text{ м.мк}$), затем уменьшается последовательно для оранжевого ($\lambda = 610 \text{ м.мк}$), зеленого ($\lambda = 510 \text{ м.мк}$), красного ($\lambda = 650 \text{ м.мк}$) и синего ($\lambda = 480 \text{ м.мк}$) цветов. Постоянная a от цветности почти не зависит.

Формула (III, 3) верна лишь для средних яркостей. Согласно измерениям Гехта и Веррийпа [43], при яркостях свыше примерно 50 асб рост $N_{кр}$ замедляется, а при яркостях свыше примерно 150 асб $N_{кр}$ начинает даже уменьшаться. Эти данные получены при поле зрения в 2° .

Заметное влияние на критическую частоту мельканий оказывает отношение времен t_3 и t_0 (затемнения и освещения). С уменьшением этого отношения критическая частота также уменьшается, и наоборот. Если принять $N_{кр} = 100\%$ при отношении $\frac{t_3}{t_0} = 1$, то при яркости в 40 асб $N_{кр}$ снижается до 94% и 87%, если отношение $\frac{t_3}{t_0}$ уменьшается до 0,5 и 0,25 [23].

Если отношение $\frac{t_3}{t_0}$ периодически изменяется (например, световой поток перекрывается обтюратором с несимметрично расположенными лопастями), то $N_{кр}$ резко возрастает по сравнению со случаем постоянного значения $\frac{t_3}{t_0}$.

Критическая частота мельканий возрастает с увеличением угла поля зрения. При рассматривании изображений на киноэкране критическая частота мельканий приблизительно пропорциональна [23] горизонтальному угловому размеру экрана:

$$N_{кр} = r \cdot \alpha_r^2 + t. \quad (\text{III},4)$$

Коэффициент $r \approx 0,13$, а постоянная t зависит от яркости экрана и равна соответственно 39, 43 и 46 для яркости экрана (при отсутствии фильма) в 50, 100 и 200 *асб*.

Критическая частота мельканий зависит также от места раздражения сетчатки. При достаточной световой адаптации она больше для центральной ямки и уменьшается к периферии.

Слуховое раздражение повышает критическую частоту для центрального зрения и понижает ее для периферического зрения [43].

Скорость зрительного восприятия. Устойчивость ясного видения. Для различения объекта, т. е. опознавания его формы, расположения и т. д., требуется некоторый промежуток времени T . Чем этот промежуток меньше, тем больше скорость зрительного восприятия, определяемая, как $\frac{1}{T}$. Время T уменьшается с увеличением контраста между объектом и фоном или, в случае черных объектов, с увеличением освещенности фона.

При длительном рассматривании мелких объектов периоды времени ясного видения сменяются периодами времени, когда эти объекты видны расплывчато, неясно. Это явление проявляется особенно заметно, когда размеры рассматриваемых объектов находятся на пределе разрешаемости глазом.

Отношение времени ясного видения ко времени неясного видения характеризует степень полезного использования глаза в процессе зрительной работы и называется **устойчивостью ясного видения**. Устойчивость ясного видения также возрастает с увеличением яркости фона и достигает значений, близких к оптимальным при яркостях фона около 100÷200 *асб*.

Восприятие глубины пространства. Стереоскопическое зрение. Восприятие глубины пространства, т. е. оценка относительной удаленности предметов, их рельефа, возможно как при монокулярном, так и при бинокулярном зрении, однако бинокулярное восприятие глубины несравненно более совершенно, чем монокулярное.

Монокулярное восприятие глубины осуществляется благодаря некоторым косвенным признакам удаленности, как-то: сравнение видимых размеров рассматриваемых объектов с размерами пред-

метов, величина которых известна нам из опыта; загораживание одних предметов другими; расположение света и теней; воздушная перспектива, благодаря которой удаленные предметы кажутся в синеватой дымке и нечетко очерченными, и т. д. Некоторую роль играет изменение напряжения аккомодации в зависимости от расстояния до предмета, однако это изменение перестает нами ощущаться уже при расстояниях, не превышающих 2—3 м. Очень существенную роль в монокулярном восприятии глубины пространства играет параллактическое смещение объектов друг относительно друга при перемещении глаза наблюдателя. Можно назвать и ряд других факторов монокулярного восприятия глубины. Большинство из них связано с использованием нашего жизненного опыта, памяти, сознания, а не с функциями собственно зрительного аппарата.

Все перечисленные факторы присущи как одному глазу, так и обоим глазам. Однако в условиях бинокулярного зрения добавляются еще два фактора—конвергенция и стереоскопический эффект. К о н в е р г е н ц и е й называется процесс сведения зрительных осей на фиксируемой точке пространства. Угол между зрительными осями называется у г л о м к о н в е р г е н ц и и. Чем больше этот угол, тем ближе от нас фиксируемая точка, и наоборот. Поэтому можно судить об удаленности предмета по ощущению напряжения обуславливающих конвергенцию глазных мышц. Опыт показывает, однако, что крайний предел расстояний, оцениваемых нами по ощущению напряжения конвергенции, не превышает 16 м, точная же оценка возможна лишь для расстояний не более нескольких метров.

Основным фактором восприятия глубины является учет в нашем сознании различного расположения изображений точек рассматриваемого пространства на сетчатках обоих глаз.

Все точки пространства, изображения которых располагаются на обеих сетчатках одинаково относительно центральных ямок, воспринимаются как одиночные. Поэтому все пары точек обеих сетчаток, расположенные на одинаковых расстояниях и в одинаковых направлениях от центральных ямок, называются с о о т в е т с т в у ю щ и м и. Все другие пары точек, не являющиеся соответствующими, называются д и с п а р а т н ы м и.

Точки пространства, изображающиеся на диспаратных парах точек обеих сетчаток, воспринимаются как двойные, если диспаратность носит разносторонний характер (т. е. в одном глазе изображение падает слева, а в другом справа от центральной ямки) или если она велика. На рис. 44 приведен соответствующий пример: фиксируя точку *a*, мы увидим точку *b*, расположенную за ней, в двойном виде. То обстоятельство, что в обычных условиях мы не замечаем двоения части точек пространства, обязано большой подвижностью глаз и непрерывному изменению точек фиксации. Если, однако, диспаратность не слишком велика и носит односторонний характер, то вместо двоения у нас возни-

кает впечатление большей или меньшей удаленности данной точки пространства по сравнению с фиксируемой. Так, когда мы фиксируем точку a (рис. 45), то изображения точки b , находящейся ближе и правее точки a , расположатся на сетчатках обоих глаз слева от центральных ямок (a_1 и a_2) на разных расстояниях (a_1b_1 и a_2b_2); аналогично изображения точки c , находящейся дальше и левее точки a , расположатся справа от центральных ямок также на разных расстояниях (a_1c_1 и a_2c_2). Так как в обоих случаях диспаратность является односторонней, то точки b и c кажутся нам не двоящимися, но лежащими соответственно ближе и дальше точки a .

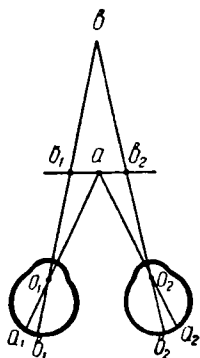


Рис. 44. Двойственное изображение точки b при фиксации точки a —разносторонняя диспаратность изображений точки b

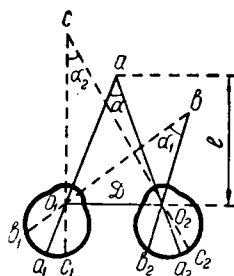


Рис. 45. Восприятие относительной удаленности точек b и c при фиксации точки a —односторонняя диспаратность изображений точек b и c

Эта способность нашего органа зрения определять взаимное расположение предметов по глубине, основываясь только на чувствительности к различным положениям изображений предметов на сетчатках, называется стереоскопическим эффектом и составляет сущность стереоскопического зрения.

Вопрос о том, будет ли данная точка казаться ближе или дальше фиксируемой точки и насколько, зависит от знака и величины так называемого бинокулярного параллакса. Под последним понимают разность $\Delta\alpha$ между углом конвергенции на фиксируемую точку и углом между линиями, соединяющими данную точку с узловыми точками обоих глаз. Если эта разность отрицательна, то данная точка кажется ближе фиксируемой, и наоборот.

Стереоскопическое зрение позволяет весьма точно судить об относительной удаленности предметов. Острота стерео-

скопического зрения определяется тем наименьшим или пороговым бинокулярным параллаксом $\delta = \Delta\alpha_{min}$, при котором еще заметно смещение двух предметов по глубине. Исследования показали, что этот порог восприятия глубины пространства δ составляет в среднем около $10''$, часто достигает $5''$ и доходит даже до $3''$.

Для предметов, находящихся весьма далеко от глаз, вплоть до бесконечности, бинокулярные параллаксы близки к нулю и стереоскопическое зрение невозможно*. Впервые мы начинаем стереоскопически видеть те предметы, для которых бинокулярный параллакс при фиксации бесконечно удаленной точки становится равным пороговому бинокулярному параллаксу δ . Обозначив предельное расстояние до этих предметов через l_m и расстояние между узловыми точками обоих глаз через D , получим

$$l_m = \frac{D}{\delta}. \quad (\text{III}, 5)$$

Принимая в среднем $D = 65 \text{ мм}$ и $\delta = 5''$, имеем

$$l_m = \frac{65}{5} \cdot 206\,000 \cong 2600 \text{ м}.$$

Эту величину l_m часто называют радиусом стереоскопического зрения.

На стереоскопическом эффекте основывается воспроизведение трехмерного пространства средствами фотографии и кинематографии. Для этого получают два фотографических изображения пространства, расположение центров проекции которых приблизительно соответствует расположению глаз наблюдателя при непосредственном восприятии пространства. Затем эти фотографические изображения рассматриваются отдельно каждым глазом—правое правым и левое левым. Такое разделение, или с е п а р а ц и я, изображений достигается при индивидуальном наблюдении с помощью стереоскопа, а при групповом наблюдении—с помощью специального проекционного прибора, экрана и в некоторых способах специальных очков. Так как изображения обоих проектируемых снимков на сетчатках глаз подобны по своим геометрическим свойствам изображениям истинного пространства (одинаковые параллаксы), то имеет место стереоскопическое восприятие.

Цветовое зрение. Одной из важнейших функций зрения является различение цветов по их цветовому тону, чистоте цвета и яркости. Под ц в е т о в ы м т о н о м** понимают то, что позволяет отнести данный цвет по сходству к тому или иному спектральному (монокроматическому) цвету или же к пурпур-

* Разумеется, оценка взаимного расположения таких удаленных предметов может быть дана, если имеют место те или иные факторы монокулярного восприятия глубины, о которых говорилось выше.

** Определение см. на стр. 109.

ному цвету (смесь красного и фиолетового). Говоря о каком-либо предмете, что он красный, желтый и т. д., мы характеризуем его цветовой тон. Под чистотой цвета* понимаются степень заметности цветового тона в данном цвете. Так, цветовой тон апельсина и песка может быть одним и тем же—оранжевым, однако чистота цвета у апельсина больше, чем у песка; цвет апельсина ближе к спектральному, менее разбавлен белым светом, чем цвет песка.

Спектральные и чисто пурпурные цвета обладают максимальной чистотой. Чистота цвета равна нулю для всех серых тел—от белых до черных (так называемых ахроматических цветов, отличающихся только по яркости).

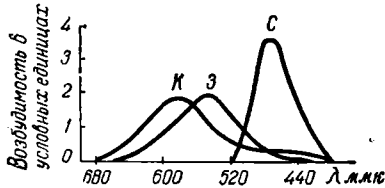


Рис. 46. Спектральные кривые возбуждения цветоощущающих аппаратов: *к*—красного, *э*—зеленого и *с*—синего

Число цветовых тонов, различаемых глазом в спектральных цветах, равно около 150, а в пурпурных цветах—около 30. В некоторых участках спектра (желтом и голубом) глаз чувствует изменение цветового тона при разнице в длинах волн всего лишь около 1 м.м.к. Число замечаемых

ступеней чистоты цвета от чисто спектрального до белого колеблется для различных длин волн от 4 (для желто-зеленого) до 20—25 (для синего и красного). Число же ступеней яркости, различаемых глазом, достигает нескольких сотен. Общее число цветов, отличающихся как по цветовому тону и чистоте, так и по яркости и различаемых глазом, достигает нескольких десятков тысяч.

Восприятие глазом такого множества различных цветов объясняется в настоящее время теорией трехкомпонентности цветового зрения [44]. Согласно этой теории допускается существование в нашем органе зрения трех видов нервных аппаратов, трех цветоощущающих аппаратов. Изолированное возбуждение одного из них дает ощущение чисто красного, возбуждение другого—зеленого и возбуждение третьего—синего.

В общем случае свет сложного спектрального состава возбуждает в различной степени все три или два из этих аппаратов—длинноволновое излучение видимого спектра возбуждает преимущественно красноощущающий аппарат, средневолновое излучение возбуждает преимущественно зеленоощущающий аппарат и коротковолновое излучение возбуждает преимущественно синешощущающий аппарат.

Таким образом, глаз как бы анализирует воздействующие на него спектры излучений, разделяя участие длинно-,

* Определение см. на стр. 109.

средне- и коротковолновых лучей. В мозгу эти относительные величины красного, зеленого и синего синтезируются в единый результирующий цвет рассматриваемого предмета.

В настоящее время достаточно хорошо изучено, в какой мере возбуждается тот или иной цветоощущающий аппарат монохроматическими излучениями разных длин волн. Спектральные кривые возбуждения всех трех цветоощущающих аппаратов [70] приведены на рис. 46.

§ 3. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ КОЛОРИМЕТРИИ

Понятия цвет и цветность. Если приемником излучения является наш глаз, то действие лучистого потока выражается в возникающем световом ощущении. Различные световые ощущения отличаются как в количественном (яркостном), так и в качественном (по цветности) отношениях, в зависимости от физических характеристик излучения, каковыми являются величина лучистого потока и его спектральный состав. Тем не менее эти физические характеристики излучения в непосредственном виде неудобны для оценки вызываемого им светового ощущения.

Это объясняется следующими обстоятельствами: 1) одинаковые по величине лучистые потоки могут вызвать, в зависимости от их спектрального состава, различные по интенсивности световые ощущения; и наоборот, — одинаковые по интенсивности световые ощущения могут быть вызваны различными по величине и спектральному составу излучениями; 2) заданный спектральный состав излучения определяет то или иное ощущение цвета. Ввиду этого данные о спектральном составе излучения могли бы служить характеристикой его цвета. Однако эти данные громоздки (таблица или кривая) и не дают непосредственного представления о цвете излучения. Более того, излучения, различные по спектральному составу, могут обладать одним и тем же цветом, т. е. каждому данному цвету может соответствовать бесчисленное множество кривых спектрального распределения лучистой энергии. Так, например, совершенно различные спектральные кривые *A* и *B* на рис. 47 соответствуют излучениям одинакового желтого цвета.

Ввиду сказанного возникла необходимость в специальной системе величин для оценки излучения по интенсивности и цвет-

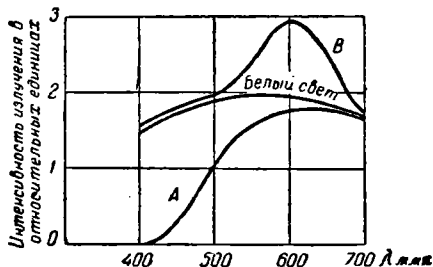


Рис. 47. Излучение различного спектрального состава (*A* и *B*), дающие одно и то же ощущение желтого цвета

ности вызываемого им светового ощущения. Построение такой системы является основной задачей колориметрии.

Для количественной характеристики светового действия излучения колориметрия пользуется фотометрической величиной яркости. Качественная же особенность излучения, оцениваемая по вызываемому им (излучением) цветовому ощущению, называется цветом и з л у ч е н и я. Одновременно количественная и качественная характеристика излучения по его действию на глаз человека называется цветом. Другими словами, под словом «цвет» в колориметрии понимают величину, функционально зависящую от яркости и цветности излучения. Цвет—это свойство видимого излучения, определяемое по вызываемому им у среднего человеческого глаза ощущению.

Вопросы, связанные с построением системы оценки цвета, расчетом цвета и его измерением, составляют содержание колориметрии.

Число параметров, определяющих цвет. В основе построения колориметрической системы лежит опытом установленное положение, что для определения любого цвета необходимо и достаточно трех параметров, трех чисел. Это следует из того факта, что любой цвет может быть уравнен смесью из определенных количеств любых трех взаимно-независимых цветов, т. е. таких цветов, ни один из которых не может быть получен в результате смешения двух остальных.

Выясним прежде всего, что понимается под цветовым равенством. Пусть поля колориметра (прибора для измерения цвета), схематически представленного на рис. 48 в виде гипсовой призмы,

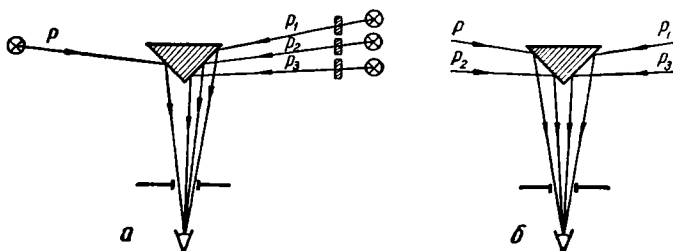


Рис. 48. Схема трехцветного колориметра: а—все цветные составляющие положительны, б—один из цветных составляющих отрицателен

освещаются с одной стороны исследуемым излучением P , а с другой стороны тремя излучениями сравнения P_1 , P_2 и P_3 известных и взаимно-независимых цветов. Оба поля колориметра рассматриваются глазом. Изменяя величины потоков P_1 , P_2 и P_3 , можно добиться полного уравнения яркости и цветности обоих полей колориметра. В этом случае цвет C излучения P равен сумме цве-

тов C_1 , C_2 и C_3 излучений P_1 , P_2 и P_3 , что может быть записано в виде равенства

$$C = C_1 + C_2 + C_3. \quad (\text{III},6)$$

Величины лучистых потоков P_1 , P_2 и P_3 , цвет смеси которых равен исследуемому цвету, могут служить параметрами последнего. Эти потоки могут также рассматриваться как цветовые составляющие исследуемого цвета. В ряде случаев никакая смесь потоков сравнения на одном поле колориметра не уравнивается по цвету с исследуемым потоком на втором поле сравнения. В этих случаях можно по-прежнему достигнуть равенства цветов полей фотометра, если какой-либо один из потоков сравнения, например P_2 , прибавить к исследуемому потоку P (рис. 48,б).

В этом случае имеем, что

$$C + C_2 = C_1 + C_3, \quad (\text{III},7)$$

или

$$C = C_1 - C_2 + C_3. \quad (\text{III},8)$$

Таким образом, понятию смешения цветов придается алгебраический характер. В таком алгебраическом смысле равенство цветов излучения P и смеси излучений P_1 , P_2 и P_3 может быть всегда достигнуто.

Здесь необходимо заметить, что соотношение потоков P_1 , P_2 и P_3 , при котором достигается равенство цвета их смеси с цветом излучения P , может в некоторых небольших пределах варьировать для разных наблюдателей. Кроме того, равенство цветов, достигнутое при достаточно больших яркостях полей колориметра ($B \geq 25$ асб), окажется нарушенным при уменьшении этих яркостей в одинаковое число раз. Нарушение равенства цветов будет иметь место также в том случае, если изображение полей колориметра на сетчатке глаза наблюдателя переместится из ее центра к периферии. Ввиду этого, условия, при которых производится уравнивание цветов различных излучений, должны быть достаточно точно оговорены. Этими условиями являются: 1) свето- и цветочувствительность глаза наблюдателя не должны заметно отличаться от чувствительности «стандартного глаза — наблюдателя для колориметрии», принятой международным соглашением на основе испытания большого числа наблюдателей с вполне нормальным цветным зрением. Свето- и цветочувствительность «стандартного глаза» дается в виде соответствующих таблиц [51], [32]; 2) яркость полей колориметра должна быть не ниже 25 асб, чтобы зрение было чисто колбочковым; 3) поля сравнения колориметра должны иметь угловой размер $1,5 \div 2^\circ$, чтобы зрение было фoveальным, т. е. опять-таки чисто колбочковым, определяющим цветовые свойства глаза.

Говоря о цветовых равенствах, всегда имеют в виду равенства при указанных трех условиях.

Указанный выше способ определения цвета при помощи величин лучистых потоков трех взаимно-независимых цветов, имеющих в смеси равный ему цвет, не является единственно возможным. Второй способ определения цвета основывается на том положении, установленном опытом, что любой цвет может быть уравнен смесью белого света и какого-либо определенного монохроматического излучения.

Что такое белый свет? Ответ на этот вопрос не является однозначным, что связано с широким интервалом спектральных составов излучений, оцениваемых глазом в различных условиях как белый свет. Международным соглашением установлены четыре вида белого света. За основной белый свет принимается свет *E* равноинтенсивного излучения, т. е. излучения, спектральная интенсивность которого постоянна в пределах видимого участка спектра. В качестве белого света, соответствующего условиям вечернего освещения, принято излучение с цветовой температурой 2854°K . Стандартный источник такого «вечернего» белого света обозначается буквой *A*. Условия дневного освещения воспроизводятся источником белого света *B* с цветовой температурой 4800°K и источником белого света *C* с цветовой температурой около 6500°K . Белый свет *C* весьма близок по спектральному составу к равноинтенсивному белому свету *E*. В дальнейшем, если не будет специально оговорено, будем под белым светом понимать белый свет *E*.

Белый свет может быть получен путем смешения в определенных количествах любых пар монохроматических излучений, связанных соотношением

$$(\lambda_2 - 565,52) \cdot (497,78 - \lambda_1) = 223,02, \quad (\text{III},9)$$

где λ_1 и λ_2 выражены в *ммк*.

Такие пары излучений называются дополнительными. Примерами дополнительных пар являются: $\lambda_2 = 600 \text{ ммк}$ и $\lambda_1 = 491 \text{ ммк}$; $\lambda_2 = 580 \text{ ммк}$ и $\lambda_1 = 480 \text{ ммк}$; $\lambda_2 = 570 \text{ ммк}$ и $\lambda_1 = 400 \text{ ммк}$ и т. д. Излучения средней части спектра от 570 до 494 *ммк* дополнительных монохроматических излучений не имеют. Смеси крайне красного с фиолетовым дают пурпурные цвета. Дополнительными к пурпурным цветам являются монохроматические зеленые излучения.

Из сказанного следует, что смешение белого света с монохроматическим может быть сведено к смешению трех взаимно-независимых монохроматических излучений—двух дополнительных, дающих в сумме белый свет, и добавляемого к белому монохроматического излучения. Следовательно, и в колориметрической системе, основанной на смешении белого света с монохроматическим, число параметров, определяющих цвет, также равно трем.

В принципе параметры цвета могут быть выбраны самыми различными способами, но всегда число параметров равно трем, причем они всегда могут быть сведены к двум параметрам, опре-

деляющим цветность излучения, и одному параметру, определяющему его яркость.

Существенно заметить, что указанное основное положение колориметрии о необходимости и достаточности трех параметров для определения цвета находится в полном соответствии с современной теорией трехкомпонентности цветового зрения.

§ 4. ОСНОВНЫЕ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Перейдем теперь к рассмотрению основных трех колориметрических систем.

Система параметров B , λ , p . Эта система параметров основывается на получении любого цвета путем смешения белого света с монохроматическим излучением. Первый параметр (B) определяет яркость цвета. Второй параметр (λ), называемый цветомым тоном, определяет длину волны того монохроматического излучения, смесь которого с белым дает данный цвет. Третий параметр — чистота цвета p — определяет долю монохроматического излучения в общей смеси его с белым светом. Именно чистотой цвета называется отношение яркости B_λ монохроматической составляющей к полной яркости B ее смеси с белым светом:

$$p = \frac{B_\lambda}{B} = \frac{B_\lambda}{B_\lambda + B_{\text{бел}}}, \quad (\text{III}, 10)$$

где $B_{\text{бел}}$ — яркость белой составляющей смеси.

Параметры λ и p совместно определяют цветность цвета.

Для монохроматических (спектральных), а также для пурпурных цветов $B_{\text{бел}} = 0$ и $p = 1$. Для белого света $B_\lambda = 0$ и $p = 0$. Для всех остальных промежуточных цветов чистота цвета $0 < p < 1$. Чем меньше чистота цвета p , тем менее насыщенным (более разбавленным белым светом) он является. Например, излучение ртутной лампы низкого давления имеет цветовой тон $\lambda = 489$ мкмк и чистоту цвета $p = 0,28$, т. е. слабо насыщенный (белесоватый) голубовато-зеленый цвет. Такой цвет может быть получен путем смешения монохроматического излучения $\lambda = 489$ мкмк и белого света E , при соотношении их яркостей 28 : 72.

Система параметров B , λ , p в указанном виде оказывается неприменимой для пурпурных цветов, поскольку эти цвета не могут быть получены путем добавления какого-либо монохроматического излучения к белому. Это затруднение преодолевается тем, что вместо длины волны λ цветовой тон характеризуют длиной волны λ' монохроматического излучения, являющегося дополнительным к данному пурпурному цвету. Чистым пурпурным цветам приписывается чистота цвета $p = 1$.

Система параметров B , λ , p является весьма наглядной. Она позволяет получить непосредственное представление о цвете того или иного излучения. Вместе с тем эта система не пригодна для

производства цветовых расчетов, т. е. для расчета цвета излучения или смеси излучений заданных спектральных составов.

Для целей цветовых расчетов пользуются трехцветными системами колориметрии R, G, B и X, Y, Z .

Трехцветная система колориметрии R, G, B . Система параметров R, G, B основывается на возможности получения любого цвета путем смешения каких-либо трех взаимно-независимых цветов, принимаемых за основные.

Международная комиссия по освещению (МКО) выбрала в 1931 году в качестве основных цветов красное R , зеленое G и синее B монохроматические излучения следующих длин волн:

$$\left. \begin{array}{l} R - 700,0 \text{ мкм} \\ G - 546,1 \text{ мкм} \\ B - 435,8 \text{ мкм} \end{array} \right\} \text{ртутные линии.}$$

Опыт показал, что для получения белого света E , соотношение яркостей основных цветов должно быть равно:

$$B_R : B_G : B_B = 1 : 4,5907 : 0,0601.$$

Соответственно соотношение смешиваемых лучистых потоков должно быть равно (через k обозначена относительная видимость):

$$\begin{aligned} P_R : P_G : P_B &= \frac{B_R}{K_R} : \frac{B_G}{K_G} : \frac{B_B}{K_B} = \frac{1}{0,00410} : \frac{4,5907}{0,98433} : \frac{0,0601}{0,01777} = \\ &= 243,9_{\text{вт}} : 4,663_{\text{вт}} : 3,384_{\text{вт}}. \end{aligned}$$

Эти величины лучистых потоков приняты в качестве единиц лучистых потоков основных цветов, обозначаемых буквами R, G и B . Таким образом, единица красного лучистого потока $R = 243,9_{\text{вт}}$, единица зеленого лучистого потока $G = 4,663_{\text{вт}}$, единица синего лучистого потока $B = 3,384_{\text{вт}}$.

Величины R, G и B называют также единичными цветами.

Любой цвет C может быть представлен как смесь из определенных чисел r', g' и b' единичных цветов R, G и B , т. е.

$$C = r'R + g'G + b'B. \quad (\text{III}, 11)$$

Величины $r'R, g'G$ и $b'B$ называются цветовыми составляющими цвета C .

Числа r', g', b' называются коэффициентами цвета.

Очевидно, для белого света E эти коэффициенты равны между собой, т. е. $r' = g' = b'$.

Коэффициенты цвета характеризуют цвет полностью как по яркости, так и по цветности.

Чаще, однако, требуется определять только цветность излучения. В этих случаях удобно пользоваться коэффициентами цветности* r , g и b :

$$\left. \begin{aligned} r &= \frac{r'}{r'+g'+b'} = \frac{r'}{m} \\ g &= \frac{g'}{r'+g'+b'} = \frac{g'}{m} \\ b &= \frac{b'}{r'+g'+b'} = \frac{b'}{m} \end{aligned} \right\} \quad (\text{III},12)$$

Величина $m = r' + g' + b'$ представляет собой алгебраическую сумму коэффициентов цвета и называется **цветовым модулем**.

Сумма коэффициентов цветности

$$r + g + b = \frac{r' + g' + b'}{m} = 1. \quad (\text{III},13)$$

При одновременном и пропорциональном изменении всех трех коэффициентов r' , g' и b' коэффициенты цветности r , g и b остаются, очевидно, неизменными. Следовательно, коэффициенты цветности не зависят от величины яркости цвета, а определяют лишь его цветность. При этом, поскольку в силу равенства (III,13) независимыми переменными являются только два коэффициента цветности (например, r и g), то цветность определяется двумя параметрами.

Коэффициенты цветности дают единичный искомый цвет в единичных основных цветах:

$$\frac{C}{m} = rR + gG + bB. \quad (\text{III},14)$$

Однако в большинстве колориметрических задач приходится иметь дело с излучениями, спектральный состав которых задан соотношением спектральных мощностей излучений в ваттах, а не в единичных цветах. Ввиду этого необходимо иметь значения коэффициентов цвета для всех спектральных излучений, рассчитанных на единицу мощности—1 *вт*. Такие коэффициенты цвета называются **удельными** и обозначаются через \bar{r} , \bar{g} и \bar{b} :

$$\bar{r} = \frac{r'}{P}; \quad \bar{g} = \frac{g'}{P}; \quad \bar{b} = \frac{b'}{P}. \quad (\text{III},15)$$

Значения коэффициентов r , g , b и \bar{r} , \bar{g} , \bar{b} для монохроматических излучений от 380 до 780 *ммк* через каждые 5 *ммк* утверждены

* Величины r , g и b ранее называли относительными компонентами цвета, а также координатами цветности.

МКО в 1931 году в виде соответствующих таблиц [51], [32].
Например:

$$\lambda = 500 \text{ м.мк} \begin{cases} r = -1,1685; & g = 1,3905; & b = 0,7780 \\ \bar{r} = -0,07173; & \bar{g} = 0,08536; & \bar{b} = 0,04776 \end{cases}$$

$$\lambda = 700 \text{ м.мк} \begin{cases} r = 1,0000; & g = 0,0000; & b = 0,0000 \\ \bar{r} = 0,00410; & \bar{g} = 0,00000; & \bar{b} = 0,00000 \end{cases}$$

Важное значение в колориметрии имеет графическое изображение цветности. Поскольку цветность определяется двумя параметрами, то ее график, называемый цветом, является плоским.

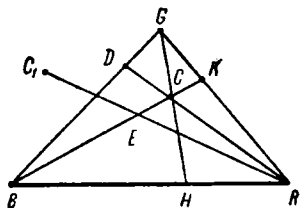


Рис. 49. Цветовой треугольник

Цветовой график может быть построен в самых различных системах координат. Однако общепринято строить цветные графики на основе так называемых цветных треугольников. Цветовой треугольник имеет своими вершинами три точки (вообще говоря, произвольно расположенные), обозначающие три единичных основных цвета: R , G и B (рис. 49).

Точки, расположенные на сторонах треугольника RG , GB и BR , обозначают цветности, получаемые путем смешения соответствующих пар основных цветов. Например, точка K обозначает смесь цветов R и G , причем отношение количеств смешиваемых цветов, т. е. отношение коэффициентов цветности $\frac{r}{g}$, равно отношению отрезков $\frac{GK}{RK}$. Другими словами, точка K делит отрезок RG на части, обратно пропорциональные коэффициентам цветности смешиваемых цветов. Это положение называется **п р а в и л о м ц е н т р а т я ж е с т и**.

Любая точка C , лежащая в плоскости цветного треугольника, представляет цветность, характеризуемую на основании правила центра тяжести отношениями отрезков

$$\frac{CD}{RD} = r, \quad \frac{CH}{GH} = g \quad \text{и} \quad \frac{CK}{BK} = b. \quad (\text{III}, 16)$$

Для центра тяжести треугольника, на основании (III,16), $r = g = b = \frac{1}{3}$, следовательно, эта точка обозначает единичный белый цвет E .

Точки, расположенные внутри треугольника, соответствуют цветам, имеющим все три коэффициента цветности положительными. Точки же, расположенные вне треугольника, соответствуют цветам, имеющим отрицательные коэффициенты. Например, точка C_1 обозначает цветность с отрицательным красным компонентом.

На рис. 50 представлен цветовой график системы R, G, B , на который нанесены точки, соответствующие спектральным цветам для $\lambda = 380 \div 700$ мкм. Излучения с $\lambda > 700$ мкм имеют ту же цветность, что и с $\lambda = 700$ мкм и изображаются одной точкой R графика.

Линия, являющаяся геометрическим местом точек спектральных и чистых пурпурных цветов, называется линией спектральных цветов. Эта линия проходит через вершины цветового треугольника, охватывает всю его площадь и везде образена выпуклостью наружу. Это означает, во-первых, что любой реальный цвет, от спектрального до белого, изображается точкой, лежащей внутри площади, охватываемой линией спектральных цветов. Эта площадь получила поэтому название площади реальных цветов. Точкам, лежащим вне указанной площади, можно формально приписать соответствующие цветности, но они не обозначают реально существующих цветов.

Во-вторых, никакой цветовой треугольник, в вершинах которого расположены спектральные или (тем более) сложные цвета, не может охватить всего поля реальных цветов. Следовательно, какие бы реальные цвета ни были приняты в качестве основных, некоторые цвета окажутся расположенными вне треугольника и будут иметь отрицательные коэффициенты.

Колориметрическая система R, G, B позволяет решать все задачи колориметрии, как-то: 1) определение коэффициентов цветности излучения по заданному спектральному составу, а также определение цветового тона λ и чистоты цвета p по вычисленным значениям r, g и b ; 2) определение r, g и b сложного цвета по известным коэффициентам смешиваемых цветов; 3) определение цвета отражающих или пропускающих поверхностей, освещаемых известным излучением, и другие задачи. Вместе с тем система R, G, B обладает существенным практическим неудобством — относительной сложностью расчетов вследствие наличия отрицательных коэффициентов и необходимостью оперировать с тремя значащими коэффициентами для каждого спектрального излучения.

По этой причине для цветовых расчетов всеобщее применение нашла колориметрическая система параметров X, Y, Z , опирающаяся на систему R, G, B и свободная от недостатков последней.

Международная колориметрическая система X, Y, Z . При выборе систем параметров X, Y, Z была поставлена задача выбрать такие новые основные цвета, чтобы каждый из них представлял собой комбинацию цветов R, G и B и чтобы были удовлетворены следующие требования:

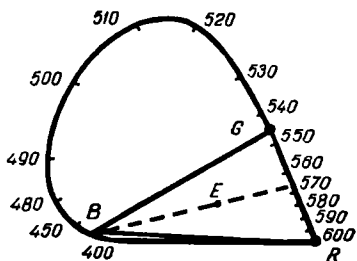


Рис. 50. Цветовой график системы R, G, B

1) Ни один спектральный и, следовательно, ни один вообще существующий цвет не должен иметь отрицательных коэффициентов.

Это требование может быть выполнено только в том случае, когда все поле реальных цветов укладывается внутри нового цветового треугольника X, Y, Z . Следовательно, основные цвета новой системы параметров, соответствующие вершинам треугольника, оказываются вне поля реальных цветов и не являются действительными, реально существующими цветами. Эти основные цвета имеют лишь чисто расчетный смысл. Суть дела заключается в том смешении действительных цветов, которое описывается уравнениями системы X, Y, Z .

2) Только одна новая единица Y должна определять яркость, т. е. B_y должно быть равно единице яркости. Единицы же X и Z должны быть по яркости равны нулю, т. е. $B_x = B_z = 0$.

3) Для белого света E все коэффициенты цвета должны быть равны между собой (как в системе R, G, B).

4) Для наибольшего возможного числа спектральных цветов один из коэффициентов должен быть равен нулю или пренебрежимо малым.

Были получены следующие выражения для новых единичных основных цветов, удовлетворяющих перечисленным требованиям:

$$\left. \begin{aligned} X &= 0,4184 R - 0,0912 G + 0,0009 B \\ Y &= -0,1587 R + 0,2524 G - 0,0025 B \\ Z &= -0,0828 R + 0,0157 G + 0,1786 B \end{aligned} \right\} \quad (\text{III}, 17)$$

Яркость этих единичных цветов составляет соответственно

$$B_x = 0,4184 \cdot 1 - 0,0912 \cdot 4,5907 + 0,0009 \cdot 0,0601 = 0;$$

$$B_y = -0,1587 \cdot 1 + 0,2524 \cdot 4,5907 - 0,0025 \cdot 0,0601 = 1;$$

$$B_z = -0,0828 \cdot 1 + 0,0157 \cdot 4,5907 + 0,1786 \cdot 0,0601 = 0.$$

В системе X, Y, Z любой цвет C выражается уравнением

$$C = x'X + y'Y + z'Z, \quad (\text{III}, 18)$$

где x', y' и z' представляют собой числа единичных цветов X, Y и Z , дающих в смеси цвет, равный C . Эти числа x', y' и z' называются коэффициентами цвета C .

Коэффициенты цветности:

$$x = \frac{x'}{m}; \quad y = \frac{y'}{m}; \quad z = \frac{z'}{m}, \quad (\text{III}, 19)$$

где $m = x' + y' + z'$ — цветовой модуль, определяют цветность. Поскольку

$$x + y + z = 1, \quad (\text{III}, 20)$$

то независимыми переменными являются только два коэффициента цветности (обычно x и y).

В системе X, Y, Z яркость цвета равна коэффициенту y' , т. е.

$$B = y', \quad (\text{III},21)$$

следовательно

$$y = \frac{y'}{m} = \frac{B}{m},$$

откуда

$$m = \frac{B}{y}. \quad (\text{III},22)$$

Соотношение (III,22) позволяет легко определить коэффициенты цвета по коэффициентам цветности и яркости:

$$x' = xm = \frac{x}{y} B; \quad y' = B; \quad z' = zm = \frac{z}{y} B. \quad (\text{III},23)$$

Общие соотношения (III,23) справедливы, очевидно, и для удельных коэффициентов цвета $\bar{x}_\lambda, \bar{y}_\lambda, \bar{z}_\lambda$ спектральных излучений, т. е. коэффициентов спектральных излучений одинаковой мощности в 1 *вт*. Так как при $P_\lambda = \text{const} = 1$ *вт* яркость B_λ пропорциональна относительной видности K_λ , то при соответствующем выборе единицы яркости можно принять $B_\lambda = K_\lambda$. Тогда

$$\bar{x}_\lambda = \frac{x'_\lambda}{P_\lambda} = \frac{x_\lambda}{y_\lambda} K_\lambda; \quad \bar{y}_\lambda = \frac{y'_\lambda}{P_\lambda} = K_\lambda; \quad \bar{z}_\lambda = \frac{z'_\lambda}{P_\lambda} = \frac{z_\lambda}{y_\lambda} K_\lambda. \quad (\text{III},24)$$

Таким образом, функция \bar{y}_λ совпадает с кривой относительной видности K_λ , а для нахождения \bar{x}_λ и \bar{z}_λ достаточно знать коэффициенты цветности x_λ, y_λ и z_λ .

Значения коэффициентов цветности и удельных коэффициентов цвета спектральных излучений в системе X, Y, Z , для «стандартного наблюдателя МКО» приводятся в приложении 1.

На рис. 51 представлен цветовой график системы X, Y, Z . Основные цвета X, Y и Z располагаются в вершинах прямоугольного треугольника, причем в прямоугольной вершине O находится цвет Z . Такой график обладает тем свойством, что обычные прямоугольные координаты x и y любой точки C треугольника совпадают с коэффициентами цветности цвета, изображаемого точкой C .

Действительно, по аналогии с (III,16), имеем, что $\frac{CP}{XP} = x$ и $\frac{CS}{YS} = y$.

С другой стороны $\frac{CP}{XP} = \frac{CD}{XO}$ и $\frac{CS}{YS} = \frac{CH}{YO}$. Приняв $XO = YO = 1$, имеем $\overline{CD} = x$ и $\overline{CH} = y$. Цветность белого света E изображается точкой, имеющей $x = y = z = \frac{1}{3}$, т. е. точка E лежит в центре треугольника.

Линия спектральных цветов целиком лежит внутри треугольника XYZ .

Имея в виду указанное равенство координат точек треугольника XYZ коэффициентам цветности соответствующих цветов, обыч-

но сам треугольник XYZ не показывают, а строят цветовой график XYZ в виде прямоугольного графика xoy , как это показано на рис. 52. На график наносятся сетки прямых и кривых линий для определения по известным x и y цветового тона λ и чистоты цвета p . Эти сетки строятся следующим образом: прямые линии соединяют точку белого света E (или A, B, C) с точками кривой

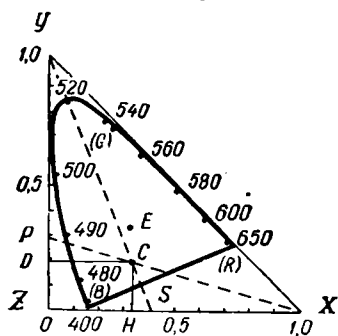


Рис. 51. Цветовой треугольник и график системы X, Y, Z

волны λ' дополнительного излучения. Длины волн λ' указаны на прямой линии 400—700 $m\mu$ чистых пурпурных цветностей.

спектральных цветов через равные интервалы длин волн, обычно через 10 $m\mu$. Все точки, лежащие на некоторой прямой E_λ , имеют, очевидно, цветовой тон λ .

Кривые линии представляют собой линии равной чистоты цвета. Они проводятся через равные интервалы чистоты цвета, обычно через $\Delta p = 0,05$.

В области пурпурных цветов (треугольник с вершинами в точке E и в точках кривой спектральных цветов $\lambda=400 m\mu$ и $\lambda=700 m\mu$) цветовой тон характеризуется длиной

§ 5. ЦВЕТОВЫЕ РАСЧЕТЫ. ПРИМЕРЫ

В основе цветовых расчетов лежит закон аддитивности коэффициентов цветов при смешении цветов. В свою очередь, этот закон является следствием опытом установленного положения, что цвет смеси нескольких излучений зависит только от цветов последних и не зависит от их спектральных составов. Другими словами, если смешивать излучения различных спектральных составов, но некоторых постоянных цветов, то цвет смеси будет одинаковым.

Пусть смешиваются два цвета:

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= x'_1 X + y'_1 Y + z'_1 Z \\ C_2 &= x'_2 X + y'_2 Y + z'_2 Z \end{aligned} \right\} \quad (III, 25)$$

В равенствах (III, 25) слева имеются два цвета, заданные произвольными излучениями, а справа — те же два цвета, воспроизведенные смесью трех основных цветов. Указанное выше положение позволяет произвести алгебраическое суммирование правых и левых частей уравнений (III, 25), не заботясь о различии их спектральных составов:

$$C = C_1 + C_2 = (x'_1 + x'_2) X + (y'_1 + y'_2) Y + (z'_1 + z'_2) Z = x' X + y' Y + z' Z, \quad (III, 26)$$

где $x' = x'_1 + x'_2$, $y' = y'_1 + y'_2$, $z' = z'_1 + z'_2$.

Таким образом, коэффициенты цвета смеси равны суммам коэффициентов смешиваемых цветов. Это и есть закон аддитивности коэффициентов цвета.

Рассмотрим некоторые наиболее характерные примеры цветовых расчетов.

1. Цвет монохроматического излучения

В системе параметров B, p, λ цвет монохроматического излучения P_λ полностью характеризуется яркостью B_λ , пропорциональной $P_\lambda K_\lambda$ (коэффициент пропорциональности определяется геометрическими параметрами, связывающими яркость и световой поток), и длиной волны λ . Чистота цвета $p=1$. В колориметрической же системе X, Y, Z коэффициенты цвета $x'_\lambda, y'_\lambda, z'_\lambda$ монохроматического излучения легко определяются при помощи таблиц удельных коэффициентов $\bar{x}_\lambda, \bar{y}_\lambda, \bar{z}_\lambda$:

$$x'_\lambda = \bar{x}_\lambda P_\lambda, \quad y'_\lambda = \bar{y}_\lambda P_\lambda, \quad z'_\lambda = \bar{z}_\lambda P_\lambda.$$

Например, $P_{\lambda=500} = 10$ *вт*. Из приложения 1 находим для $\lambda = 500$ *ммк*:

$$\bar{x} = 0,0049, \quad \bar{y} = 0,3230 \text{ и } \bar{z} = 0,2720.$$

Следовательно

$$x' = 0,049, \quad y' = 3,230 \text{ и } z' = 2,720.$$

Цветовой модуль

$$m = x' + y' + z' = 5,999.$$

2. Цвет излучения с линейчатым спектром

Пусть дан лучистый поток линейчатого спектра

$$P = \sum_{i=1}^{i=n} P_{\lambda i}.$$

Коэффициенты цвета каждого монохроматического излучения находим указанным выше способом:

$$x'_{\lambda i} = \bar{x}_{\lambda i} P_{\lambda i}; \quad y'_{\lambda i} = \bar{y}_{\lambda i} P_{\lambda i}; \quad z'_{\lambda i} = \bar{z}_{\lambda i} P_{\lambda i}.$$

Согласно закону аддитивности коэффициентов смешиваемых цветов имеем, что коэффициенты цвета сложного излучения равны

$$x' = \sum_{i=1}^{i=n} x'_{\lambda i} = \sum_{i=1}^{i=n} \bar{x}_{\lambda i} P_{\lambda i}; \quad y' = \sum_{i=1}^{i=n} \bar{y}_{\lambda i} P_{\lambda i}; \quad z' = \sum_{i=1}^{i=n} \bar{z}_{\lambda i} P_{\lambda i}.$$

Цветовой модуль $m = x' + y' + z'$.

Коэффициенты цветности $x = \frac{x'}{m}$; $y = \frac{y'}{m}$; $z = \frac{z'}{m}$.

Пример. Рассчитать цвет и цветность излучения ртутной лампы по данному спектральному составу. Расчет сводим в следующую таблицу:

λ (ммк)	P_λ (вт)	Удельные коэффициенты цвета			Коэффициенты цвета		
		\bar{x}_λ	\bar{y}_λ	\bar{z}_λ	$x'_\lambda = \bar{x}_\lambda P_\lambda$	$y'_\lambda = \bar{y}_\lambda P_\lambda$	$z'_\lambda = \bar{z}_\lambda P_\lambda$
405/08	5,4	0,023	0,001	0,110	0,124	0,005	0,594
436	8,2	0,334	0,018	1,650	2,740	0,146	13,510
491	0,1	0,036	0,218	0,443	0,004	0,022	0,000
546	10,2	0,377	0,984	0,012	3,844	10,037	0,122
577/79	8,3	0,890	0,890	0,002	7,390	7,390	0,017
691	0,1	0,021	0,007	0,000	0,002	0,002	0,000
					$x' =$ $= \Sigma x'_\lambda =$ $= 14,104$	$y' =$ $= \Sigma y'_\lambda =$ $= 17,601$	$z' =$ $= \Sigma z'_\lambda =$ $= 14,243$

Коэффициенты x' , y' , z' дают полную характеристику цвета.

Как было указано, коэффициент y' пропорционален яркости, а следовательно, и световому потоку лампы. Так как $\bar{y}_\lambda = k_\lambda$, то $y' = \Sigma \bar{y}_\lambda P_\lambda = \Sigma k_\lambda P_\lambda$ дает непосредственно световой поток в так называемых световых ваттах.

Следовательно, $F = 683 y' = 683 \cdot 17,601 = 12021,5$ лм.

Определим отдельно цветность. Цветовой модуль $m = 45,948$.

Коэффициенты цветности

$$x = \frac{x'}{m} = \frac{14,104}{45,948} = 0,307;$$

$$y = \frac{y'}{m} = \frac{17,601}{45,948} = 0,383; \quad z = \frac{z'}{m} = \frac{14,243}{45,948} = 0,310.$$

(Контроль: $x + y + z = 0,307 + 0,383 + 0,310 = 1$.)

Наносим точку $x = 0,307$, $y = 0,383$ на цветовой график (рис. 52) и определяем чистоту цвета $p = 0,23$ и цветовой тон $\lambda = 520$ ммк.

3. Цвет сложного излучения со сплошным спектром

Пусть дан лучистый поток

$$P = \int \varphi_\lambda d\lambda,$$

где $\varphi_\lambda = \frac{dP_\lambda}{d\lambda}$ — спектральная интенсивность лучистого потока.

Для элементарного потока dP_λ коэффициенты цвета равны $\bar{x}_\lambda dP_\lambda$, $\bar{y}_\lambda dP_\lambda$, $\bar{z}_\lambda dP_\lambda$. Коэффициенты цвета всего потока выразятся интегралами:

$$x' = \int \bar{x}_\lambda dP_\lambda = \int \bar{x}_\lambda \varphi_\lambda d\lambda;$$

$$y' = \int \bar{y}_\lambda dP_\lambda = \int \bar{y}_\lambda \varphi_\lambda d\lambda;$$

$$z' = \int \bar{z}_\lambda dP_\lambda = \int \bar{z}_\lambda \varphi_\lambda d\lambda.$$

На практике интегрирование приходится заменять суммированием, поскольку аналитическое выражение функций φ_λ , \bar{x}_λ , \bar{y}_λ , \bar{z}_λ весьма затруднительно:

$$x' = \Delta\lambda \Sigma \bar{x}_\lambda \varphi_\lambda; \quad y' = \Delta\lambda \Sigma \bar{y}_\lambda \varphi_\lambda; \quad z' = \Delta\lambda \Sigma \bar{z}_\lambda \varphi_\lambda.$$

Интервал $\Delta\lambda$ можно взять тем большим, чем с меньшей скоростью изменяется φ_λ . Обычно $\Delta\lambda$ берут равным 10, 20 и даже 30 *ммк*.

Расчет цветности ничем не отличается от предыдущего примера.

П р и м е р. Рассчитать цвет излучения вольфрамовой лампы накаливания мощностью 100 *вт* по данному спектральному распределению энергии.

Расчет сводим в следующую таблицу ($\Delta\lambda = 0,02$ *мк*.)

λ (<i>ммк</i>)	φ_λ (<i>вт/см²·мк</i>)	$\varphi_\lambda \bar{x}_\lambda$	$\varphi_\lambda \bar{y}_\lambda$	$\varphi_\lambda \bar{z}_\lambda$
380	6,0	0,008	0,000	0,04
400	9,8	0,14	0,004	0,66
420	14,8	1,99	0,059	9,55
440	20,7	7,22	0,48	36,2
460	27,0	7,85	1,62	45,0
480	35,0	3,35	4,86	28,4
500	43,5	0,21	14,05	11,8
520	52,5	3,32	37,3	1,1
540	61,5	17,9	58,6	1,25
560	70,7	42,0	70,4	0,28
580	79,9	73,2	69,5	0,14
600	89,0	94,6	56,2	0,07
620	98,2	84,0	37,4	0,00
640	107,3	48,1	18,8	0,00
660	116,2	19,2	7,1	0,00
680	123,9	5,8	2,1	0,00
700	131,0	1,5	0,54	0,00
720	137,5	0,4	0,14	0,00
740	144,2	0,1	0,04	0,00
760	150,0	0,03	0,01	0,00
		$x' = \Delta\lambda \cdot \Sigma \bar{x}_\lambda \varphi_\lambda =$ $= 0,02 \cdot 410,92 =$ $= 8,22$	$y' = \Delta\lambda \cdot \Sigma \bar{y}_\lambda \varphi_\lambda =$ $= 0,02 \cdot 379,2 =$ $= 7,58$	$z' = \Delta\lambda \cdot \Sigma \bar{z}_\lambda \varphi_\lambda =$ $= 0,02 \cdot 137,51 =$ $= 2,75$

$$m = 8,22 + 7,58 + 2,75 = 18,55; F = 683 \cdot 7,58 = 5177,1 \text{ лм}; x = \frac{8,22}{18,55} = 0,443;$$

$$y = \frac{7,58}{18,55} = 0,409; z = \frac{2,75}{18,55} = 0,148. \text{ (Контроль: } 0,443 + 0,409 + 0,148 = 1).$$

По цветовому графику (рис. 52) находим цветовой тон $\lambda = 583 \text{ мкм}$ и чистоту цвета $p = 0,64$.

4. Цвет смеси нескольких сложных излучений

Пусть известны коэффициенты цветов двух (или нескольких) сложных излучений: x'_1, y'_1, z'_1 и x'_2, y'_2, z'_2 . Требуется определить цвет их смеси. На основании закона аддитивности коэффициентов цветов имеем для цвета смеси:

$$x' = x'_1 + x'_2; \quad y' = y'_1 + y'_2; \quad z' = z'_1 + z'_2.$$

Коэффициенты цветности смеси равны:

$$x = \frac{x'}{x' + y' + z'} = \frac{x'}{m}; \quad y = \frac{y'}{m}; \quad z = \frac{z'}{m}.$$

Пример. Определить цвет смеси излучения ртутной лампы, спектральный состав и световой поток которого указаны в п. 2, и излучения лампы накаливания, спектральный состав и световой поток которого указаны в п. 3.

Имеем:

$$x'_1 = 14,104; \quad y'_1 = 17,601; \quad z'_1 = 14,243;$$

$$x'_2 = 8,22; \quad y'_2 = 7,58; \quad z'_2 = 2,75;$$

$$x' = 22,324; \quad y' = 25,181; \quad z' = 16,993.$$

Суммарный световой поток обеих ламп $F = 683 y' = 17198,6 \text{ лм}$:

$$m = 64,498; \quad x = 0,346; \quad y = 0,390; \quad z = 0,264.$$

(Контроль: $x + y + z = 1$).

По цветовому графику (рис. 52) находим цветовой тон $\lambda = 563 \text{ мкм}$ и чистоту цвета $p = 0,33$.

5. Расчет цвета известного излучения после отражения (или пропускания) от данной поверхности

В большинстве случаев практики представляет интерес цвет излучения не самого источника света, а этого излучения после отражения или пропускания его каким-либо телом.

Если при этом тело является серым, т. е. отражающим или пропускающим излучения всех длин волн в одинаковой мере, то отраженный или пропущенный лучистый поток будет отличаться от падающего потока только меньшей яркостью. В большинстве же случаев тела обладают избирательным отражением и пропусканием, что ведет к изменению как яркости, так и цветности отраженного или пропущенного потока.

Наконец, у множества поверхностей яркость и цветность оказываются различными в разных направлениях.

Пусть на отражающую поверхность падает лучистый поток $P = \int \varphi_\lambda d\lambda$. Коэффициент отражения поверхности ρ_λ является некоторой функцией от длины волны. Требуется определить цвет отраженного излучения.

Отраженный лучистый поток

$$P_\rho = \int \varphi_\lambda \rho_\lambda d\lambda.$$

Коэффициенты цвета этого потока определяются совершенно так же, как для излучения самого источника, добавляется лишь множитель ρ_λ :

$$x' = \int \bar{x}_\lambda \varphi_\lambda \rho_\lambda d\lambda \quad \text{или} \quad x' = \Delta\lambda \Sigma \bar{x}_\lambda \varphi_\lambda \rho_\lambda;$$

$$y' = \int \bar{y}_\lambda \varphi_\lambda \rho_\lambda d\lambda \quad \text{или} \quad y' = \Delta\lambda \Sigma \bar{y}_\lambda \varphi_\lambda \rho_\lambda;$$

$$z' = \int \bar{z}_\lambda \varphi_\lambda \rho_\lambda d\lambda \quad \text{или} \quad z' = \Delta\lambda \Sigma \bar{z}_\lambda \varphi_\lambda \rho_\lambda.$$

В случае линейчатого спектра вместо $\varphi_\lambda \Delta\lambda$ пишется P_λ . Далее, как обычно, определяются цветовой модуль, коэффициенты цветности, а также цветовой тон и чистота цвета.

Пример. Определить цвет оранжевой поверхности, освещаемой ртутной лампой. Необходимые значения ρ_λ поверхности и основные данные расчета сведены в следующей таблице:

λ (мик)	ρ_λ	$\bar{x}_\lambda P_\lambda$	$\bar{y}_\lambda P_\lambda$	$\bar{z}_\lambda P_\lambda$	$\bar{x} P_\lambda \rho_\lambda$	$\bar{y}_\lambda P_\lambda \rho_\lambda$	$\bar{z}_\lambda P_\lambda \rho_\lambda$
405/08	0,08	0,579	0,016	2,774	0,047	0,001	0,222
436	0,08	12,205	0,647	60,412	0,980	0,052	4,830
491	0,08	0,026	0,216	0,415	0,002	0,017	0,033
546	0,08	16,001	46,934	0,577	1,280	3,750	0,046
577/79	0,460	52,216	52,175	0,103	12,035	12,030	0,024
691	0,855	0,032	0,012	0,000	0,027	0,010	0,000
		$y' = 100,0$			$x'_p =$ $= 14,371$	$y'_p = 15,860$	$z'_p = 5,155$

Интегральный коэффициент отражения $\rho = \frac{y'}{y} = 0,1586$;

$$m = x' + y' + z' = 35,386;$$

$$x = \frac{14,371}{35,386} = 0,406; \quad y = \frac{15,860}{35,386} = 0,448; \quad z = \frac{5,155}{35,386} = 0,146.$$

(Контроль: $x + y + z = 1$).

По цветовому графику (рис. 52) находим $\lambda=572,5$ мкм и $p=0,68$. Таким образом, оранжевая поверхность при освещении ртутной лампой имеет желтый цвет.

Приведенные простейшие примеры дают представление о методике цветовых расчетов. Более подробное изложение вопроса о цветовых расчетах можно найти в работах [51] и [32].

§ 6. ОЦЕНКА ЦВЕТОВЫХ РАЗЛИЧИЙ. ДОПУСКИ НА ЦВЕТНОСТЬ

До сих пор рассматривались вопросы о системе обозначений цветов теми или иными параметрами и о расчете цветов. Все эти вопросы решались на основе уравнивания данного цвета с соответствующей смесью один раз навсегда выбранных основных цветов.

Другой важнейшей задачей колориметрии является оценка цветовых различий.

В общем виде вопрос может быть поставлен так: пусть имеется несколько различных цветов C_1, C_2, C_3 и т. д. Как оценить и сравнивать между собой различия между любыми двумя цветами, например C_1 и C_2, C_2 и C_3, C_1 и C_3 и т. д.? Поскольку цвет есть оценка прошедшего в глаз излучения по возникающему зрительному ощущению, колориметрия пользуется для оценки цветовых различий физиологическим понятием о порогах ощущения, в данном случае о ц в е т о в о м п о р о г е. Цветовым порогом называется то минимальное изменение цвета, которое глаз еще может заметить. Измерив число порогов, разделяющих два цвета, можно этим числом характеризовать различие между цветами.

Если между C_1 и C_2 укладывается, например, 10 порогов, а между C_2 и C_3 укладывается 20 порогов, то это означает, что цветовое различие между C_1 и C_2 в два раза меньше, чем между C_2 и C_3 .

Обычно рассматривается различие цветов при одинаковой их яркости, т. е. различие цветностей. Соответственно п о д ц в е т о в ы м п о р о г о м п о н и м а е т с я м и н и м а л ь н о р а з л и ч а е м о е и з м е н е н и е ц в е т н о с т и.

Цветовой порог может быть оценен величинами Δx и Δy пороговых изменений коэффициентов цветности и равен $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$. При этом, поскольку изменение цветности может происходить самыми различными путями (т. е. путем добавления любого другого или любых других цветов), величины Δx и Δy могут варьировать от нуля до некоторых предельных значений.

Цветовой порог может быть изображен на цветовом графике X, Y, Z в виде радиуса-вектора, имеющего свое начало в точке графика, соответствующей данной цветности x, y , и конец— в точке графика с координатами $(x+\Delta x)$ и $(y+\Delta y)$. Всем возможным вариациям Δx и Δy будет соответствовать непрерывная совокупность таких радиусов-векторов, геометрическое место концов которых

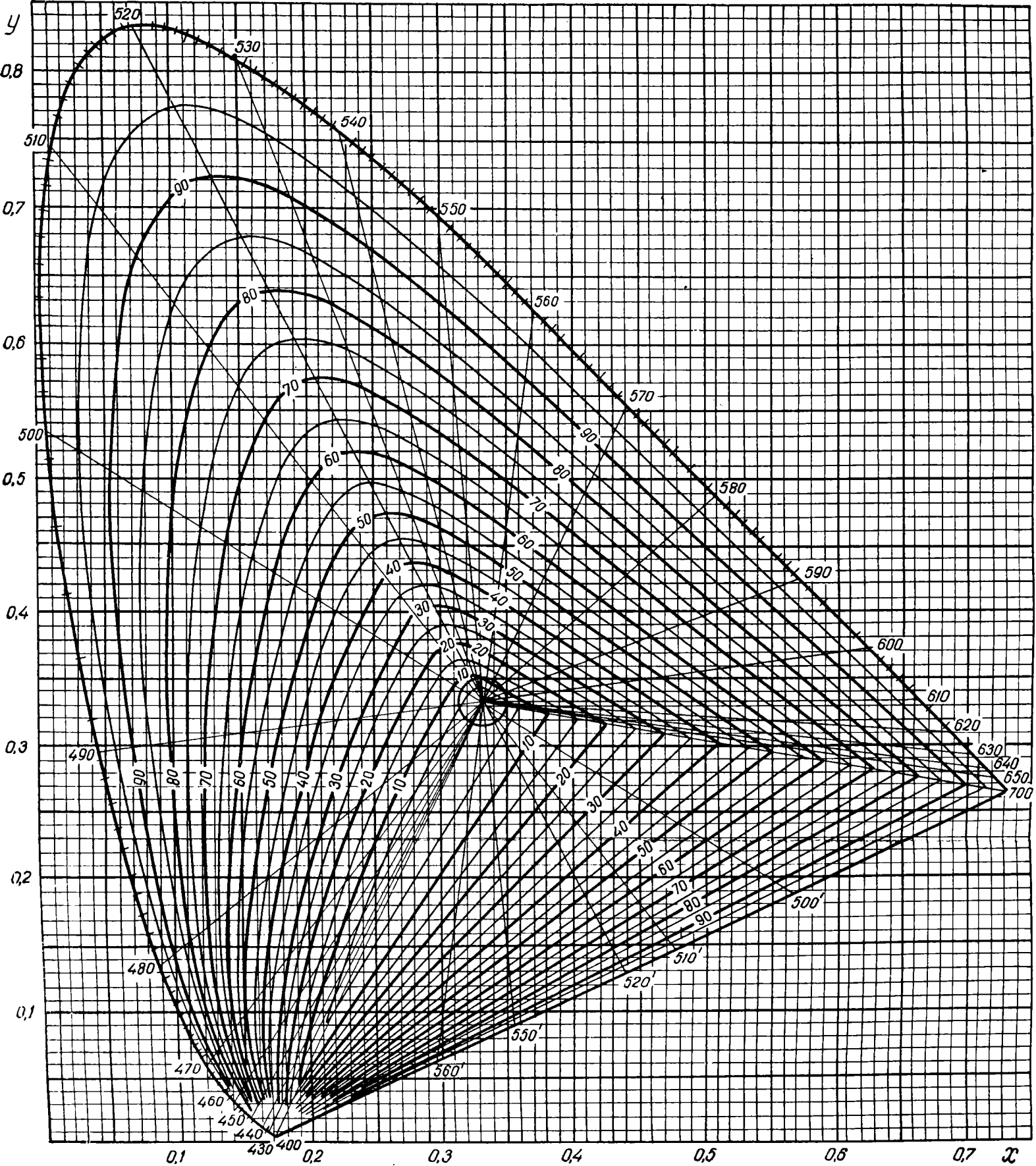


Рис. 52. Цветовой график системы X, Y, Z с сеткой кривых равной чистоты цвета

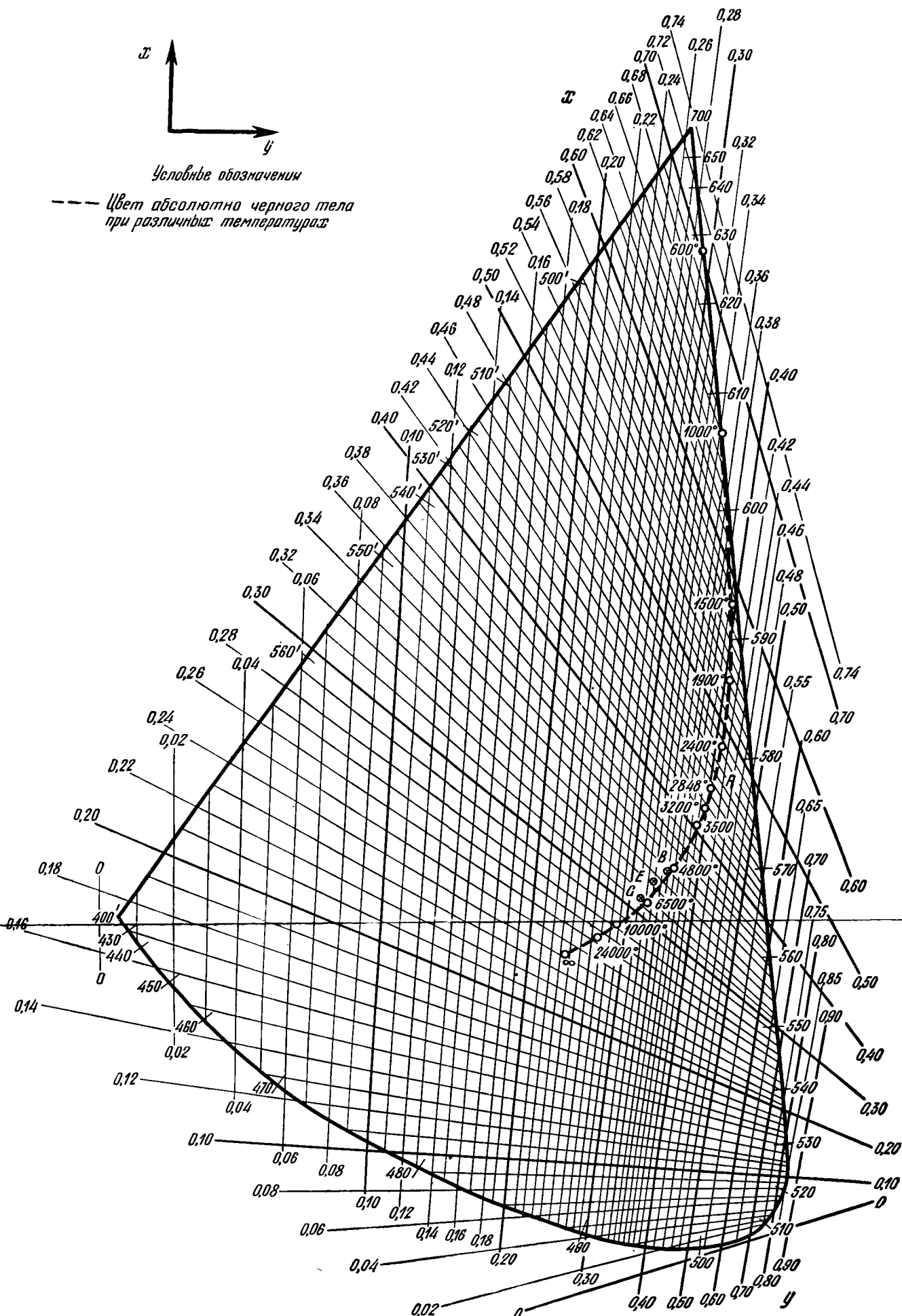


Рис. 53. Равноконтрастный цветовой график

образует замкнутую кривую вокруг точки x, y . Эту кривую можно назвать кривой цветových порогов.

Вопрос о величине цветových порогов может быть, очевидно, решен только экспериментально. На рис. 54 приведены кривые цветových порогов на графике X, Y, Z , полученные в результате измерений Мак-Адама [94].

Как видно из этого рисунка, величины цветových порогов на графике X, Y, Z различны для разных точек графика и в разных направлениях для каждой точки графика. Форма кривых цветových порогов весьма близка к эллипсу, ввиду чего эти кривые называются эллипсами цветových порогов.

Цветовой график с нанесенными на нем эллипсами цветových порогов может служить средством для оценки цветových различий. Так, если две цветности изображаются на графике двумя близкими точками, то различие цветностей может быть выражено в цветových порогах путем деления расстояния между указанными точками на радиус-вектор цветového порога.

Однако в том виде, в котором цветовой график дан на рис. 54, он неудобен для оценки цветových различий. Во-первых, он содержит эллипсы цветových порогов только для 25 точек графика. Во-вторых, ввиду переменных размеров эллипсов и их ориентации затрудняется оценка различий цветностей, изображаемых далекими друг от друга точками цветového графика. Ввиду этого возникла задача преобразования системы X, Y, Z таким образом, чтобы получить так называемый равноконтрастный цветовой график, т. е. такой график, на котором величина цветového порога изображается одинаковым отрезком в любом месте и в любом направлении. Эта задача может быть решена только приближенно, но с достаточной для практики точностью.

Равноконтрастный цветовой график, вычисленный светотехнической лабораторией Всесоюзного электротехнического института представлен на рис. 53. График снабжен сеткой равных значений коэффициентов цветности x и y . Для определения различия между какими-либо двумя цветностями x_1y_1 и x_2y_2 следует нанести соответствующие точки на график и измерить расстояние между ними. В масштабе рис. 53 одному цветвому порогу соответствует расстояние 3,3 мм.

Оценка цветových различий имеет, в частности, важное значение для установления и обозначения допустимых отклонений

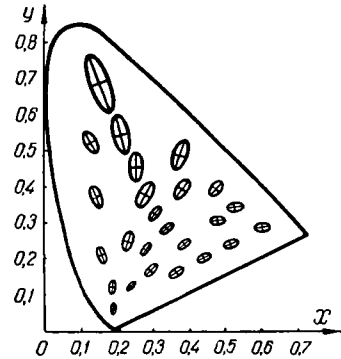


Рис. 54. Эллипсы цветových порогов (увеличенные приблизительно в три раза)

цветности источников света и различных светотехнических материалов.

Допуск на цветность изображается на цветовом графике X, Y, Z в виде эллипса, радиусы-векторы которого во всех направлениях по длине равны числу допустимых порогов.

П р и м е р. Каждая из половин неизбирательно отражающего экрана освещается отдельно рассмотренными в предыдущем параграфе ртутной лампой и лампой накаливания. Определить различие цветностей обеих половин экрана, если их освещенности (и яркости) одинаковы.

Для ртутной лампы были получены коэффициенты цветности $x=0,307$ и $y=0,383$.

Для лампы накаливания $x=0,443$ и $y=0,409$.

По равноконтрастному цветовому графику (см. рис. 53) находим, что число цветовых порогов между цветностями обеих половин экрана равно около десяти. Такое различие является весьма большим.

Г Л А В А Ч Е Т В Е Р Т А Я

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КАК СВЕТОВАЯ ТРУБКА КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ И СЛОЖНОГО СТРОЕНИЯ

§ 1. ПОНЯТИЕ ОБ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ СВЕТОВЫХ ТРУБКАХ

До сих пор мы предполагали, что излучение распространяется в оптически однородной среде с показателем преломления n . Во всех полученных выше фотометрических соотношениях нигде не входит величина n . Очевидно, рассмотрение явления распространения излучения в различных прозрачных средах, преломление и отражение пучков лучей на границах раздела этих сред и т. п. требует введения в эти соотношения параметра n ; последнее может быть осуществлено различными способами. Мы выполним это, опираясь на основную теорему для так называемых световых трубок—теорему Штраубеля. Прежде чем перейти к ее формулировке и обоснованию, остановимся на некоторых предварительных понятиях.

В геометрической оптике одним из основных понятий является представление о световом луче: луч—направление, в котором распространяется энергия излучения. С физической точки зрения абстрактность этого понятия очевидна: геометрическая линия не может быть «носителем» энергии; энергия может быть локализована в некотором объеме, в части пространства.

Процесс переноса световой энергии протекает в некотором пространстве, которое, по аналогии с другими вводимыми в физике полями, можно назвать световым полем. Физический световой луч в световом поле ограничивает часть пространства, имеет какие-то поперечные размеры; короче, является некоторой световой трубкой. Если в световом поле, окружающем источник света, поместить две малые диафрагмы (экраны с отверстиями в них), то, очевидно, никакая часть световой энергии, прошедшей последовательно через оба отверстия диафрагм (рис. 55), не выйдет за пределы линейчатой поверхности, построенной на контурах отверстий M_1N_1 и M_2N_2 . Часть пространства, ограниченная этой поверхностью, и является световой трубкой. Если эта трубка имеет исчезающе малые поперечные размеры по сравнению с ее длиной, то она и может представить собой физический световой луч. Ось O_1O_2 такой световой трубки, очевидно, представит световой луч в по-

нимании геометрической оптики, поскольку последняя разумеет под лучом протяженность одного измерения (линию).

Обобщая понятие о световой трубке, возьмем в световом поле два как угодно ориентированных элемента dS_1 и dS_2 (рис. 56).

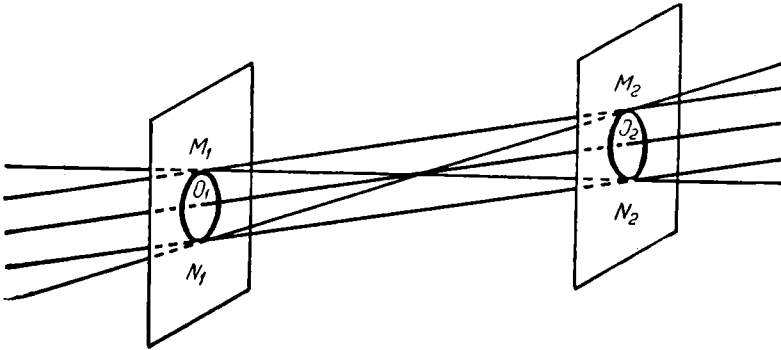


Рис. 55. Световая трубка

Соединяя лучами каждую точку элемента dS_1 с каждой точкой элемента dS_2 , мы получим некоторую ограниченную линейчатой поверхностью световую трубку, обладающую прежде всего тем свойством, что ни один из построенных таким образом лучей не выйдет за пределы трубки, ограниченной линейча-

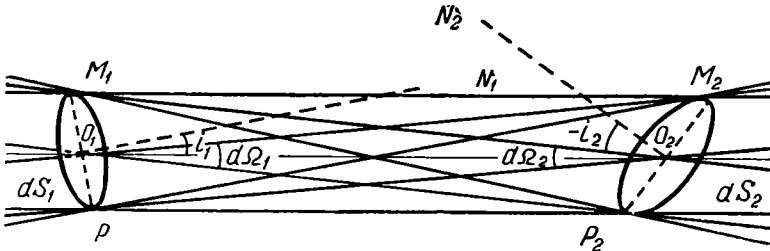


Рис. 56. К обобщению понятия о световой трубке

той поверхностью. При этом элементами dS_1 и dS_2 могут быть отверстия в некоторых экранах; наконец, элемент dS_1 может принадлежать некоторой излучающей поверхности, а элемент dS_2 —поверхности приемника радиации, или наоборот.

Таким образом, под световой трубкой будем понимать часть светового поля, ограниченного линейчатой поверхностью, образованной лучами, соединяющими каждую точку элемента dS_1 с каждой точкой элемента dS_2 .

Элементарная световая трубка, представленная на рис. 56, обладает в оптически однородной среде следующим свойством: произведение площади нормального сече-

ния световой трубки ($dS \cos i$) и элементарного телесного угла ($d\Omega$), имеющего вершину в точке этого сечения, — остается инвариантным для любого сечения световой трубки:

$$dS_1 d\Omega_1 \cos i_1 = dS_2 d\Omega_2 \cos i_2. \quad (\text{IV}, 1)$$

Это инвариантное выражение нетрудно получить непосредственно из рассмотрения рис. 56 и обратив внимание, что

$$d\Omega_1 = \frac{dS_2 \cos i_2}{R^2}; \quad d\Omega_2 = \frac{dS_1 \cos i_1}{R^2}, \quad (\text{IV}, 1')$$

где R — расстояние между точками O_1 и O_2 .

Выражение (IV, 1) является, как увидим ниже, частным случаем более общего инварианта, поскольку оно написано для световой трубки, построенной в среде с каким-то одним показателем преломления. Рассмотрение изменения структуры световой трубки в результате преломления лучей на границе двух сред с различными показателями преломления и приведет нас к искомому инварианту — теореме Штраубеля.

§ 2. ОСНОВНАЯ ТЕОРЕМА ДЛЯ СВЕТОВЫХ ТРУБОК

Пусть площадка dS (рис. 57) является элементом преломляющей поверхности S , отделяющей среды с показателями преломления $n = n_1$ и $n = n_2$. На рисунке представлена элементарная световая трубка, преломляющаяся через поверхность S ; углы падения и преломления трубки i и i' . Трубка определяется площадью dS и телесным углом $d\Omega$, имеющим вершину в центре этой площади и опирающимся на контур плоского сечения трубки dS_1 , нормально к которому образует угол i_1 с осью трубки, соединяющей центры элементарных площадок dS_1 и dS ; расстояние между центрами

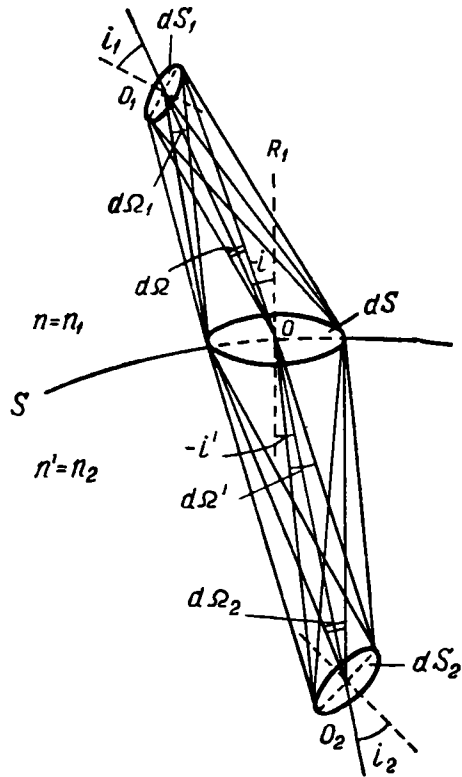


Рис. 57. Преломление световой трубки

между центрами элементарных площадок dS_1 и dS ; расстояние между центрами

их равно R_1 . Телесный угол $d\Omega_1$ имеет вершину в центре сечения dS_1 и опирается на контур сечения dS .

Аналогичные построения выполнены во второй среде: телесный угол $d\Omega_2$, имеющий вершину в центре сечения трубки dS_2 , опирается на контур dS ; телесный угол $d\Omega'$, имеющий вершину в центре элемента dS , опирается на контур dS_2 , нормаль к которому образует угол i_2 с осью трубки; расстояние между центрами сечений dS и dS_2 равно R_2 .

Телесные углы пучка до преломления $d\Omega$ и после преломления $d\Omega'$, как следует из построения, равны:

$$d\Omega = \frac{dS_1 \cos i_1}{R_1^2}; \quad d\Omega' = \frac{dS_2 \cos i_2}{R_2^2}. \quad (\text{IV},2)$$

Установим взаимозависимость между углами $d\Omega$ и $d\Omega'$, вытекающую из основного оптического закона преломления:

$$n \sin i = n' \sin i'. \quad (\text{IV},3)$$

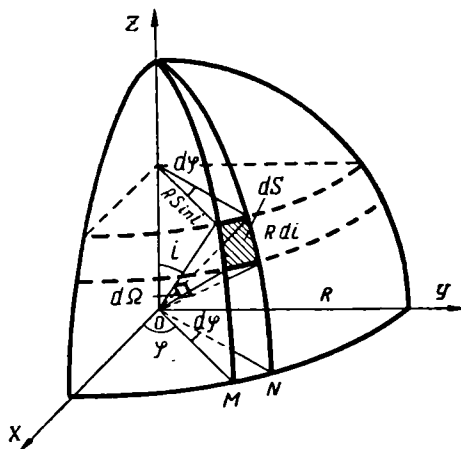


Рис. 58. Выражение телесного угла в полярных координатах

Вспомним выражение телесного угла $d\Omega$ в полярных координатах, непосредственно вытекающее из построений на рис. 58. Элементарный телесный угол $d\Omega$ ограничен четырьмя гранями пирамиды: двумя меридиональными плоскостями ZOM и ZON , образующими двугранный угол $d\varphi$, и двумя плоскостями, проходящими через центр O сферы радиуса R и через элементы дуг малых кругов на поверхности шара. Элементарную площадку, вырезанную на по-

верхности сферы, можно принять, ввиду малости дуг di и $d\varphi$, за прямоугольник; его площадь dS выразится произведением основания прямоугольника $R \sin i d\varphi$ на его высоту $R di$; отсюда определится телесный угол $d\Omega$:

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2} = \frac{R \sin i d\varphi R di}{R^2} = \sin i di d\varphi. \quad (\text{IV},4)$$

Очевидно, эта формула определяет тот же угол $d\Omega$, который выше был выражен формулой (IV,2). Для телесного угла ($d\Omega'$) после преломления пучка можно по аналогии написать:

$$d\Omega' = \sin i' di' d\varphi, \quad (\text{IV},4')$$

где $d\varphi$ взят равным $d\varphi'$, так как эти углы и до и после преломления

пучка не изменятся, поскольку лучи при преломлении, как известно, не выходят из плоскости падения.

Из закона преломления (IV,3) дифференцированием находим

$$n \cos i \, di = n' \cos i' \, di'. \quad (\text{IV},3')$$

Перемножив соответствующие части уравнений (IV,3) и (IV,3') и умножив их на $d\varphi$, находим

$$n^2 \sin i \cos i \, di \, d\varphi = n'^2 \sin i' \cos i' \, di' \, d\varphi';$$

приняв во внимание (IV,4) и (IV,4') получим

$$n^2 \cos i \, d\Omega = n'^2 \cos i' \, d\Omega'. \quad (\text{IV},5)$$

Эта формула устанавливает искомую взаимозависимость между телесными углами $d\Omega$ и $d\Omega'$ до и после преломления световой трубки.

В случае отражения световой трубки абсолютные величины показателей преломления n и n' , а также углов i и i' остаются неизменными; из (IV,5) имеем

$$d\Omega = d\Omega'. \quad (\text{IV},5')$$

Возвратимся теперь к преломлению световой трубки на рис. 57. Умножив обе части полученного выражения (IV,5) на величину dS и подставив вместо $d\Omega$ и $d\Omega'$ их выражения из (IV,2), получим

$$\frac{n_1^2 \cos i \cos i_1 \, dS_1 \, dS}{R_1^2} = \frac{n_2^2 \cos i' \cos i_2 \, dS_2 \, dS}{R_2^2},$$

где $n_1 = n$, а $n_2 = n'$.

Из рис. 57 видно, что

$$d\Omega_1 = \frac{dS \cos i}{R_1^2}; \quad d\Omega_2 = \frac{dS \cos i'}{R_2^2};$$

после подстановки в предыдущее уравнение находим

$$n_1^2 \cos i_1 \, dS_1 \, d\Omega_1 = n_2^2 \cos i_2 \, dS_2 \, d\Omega_2,$$

или

$$n^2 \cos i \, dS \, d\Omega = d^2 J. \quad (\text{IV},6)$$

Получили основной инвариант для световой трубки: произведение квадрата показателя преломления, площади нормального сечения элементарной световой трубки ($dS \cos i$) и элементарного телесного угла, имеющего вершину в точке этого сечения и определяющего световую трубку, остается инвариантным при преломлении трубки во вторую среду, а следовательно, остается инвариантным для элементарной световой трубки, претерпевающей какое угодно число преломлений. Таким образом, если световая трубка

проходит ряд оптических сред, то величина d^2J остается инвариантной для любого сечения трубки:

$$n_1^2 \cos i_1 dS_1 d\Omega_1 = \dots = n_p^2 \cos i_p dS_p d\Omega_p = d^2J. \quad (\text{IV},6')$$

Формула (IV,6') была строго доказана в 1902 году Штраубелем [105] и называется теоремой, или *и н в а р и а н т о м*, Ш т р а у б е л я. Не приводя здесь строгого доказательства этой теоремы, укажем лишь, что оно было дано Штраубелем, опираясь на так называемый принцип Ферма—принцип экстремального пути распространения света.

§ 3. ТЕОРЕМА ШТРАУБЕЛЯ ДЛЯ СОПРЯЖЕННЫХ ТОЧЕК И ЕЕ СЛЕДСТВИЯ

Теорема (IV,6') была доказана Штраубелем для любых двух сечений dS_1 и dS_p световой трубки. Для частного случая, когда элементы dS_1 и dS_p взяты на луче оптически сопряженными (т. е. один является оптическим изображением другого) аналогичная теорема еще ранее была доказана Клаузиусом, а позднее—Кирхгофом.

Уточним вводимые здесь оптические понятия—сопряженные точки и сопряженные элементы поверхности.

Оптические системы,—понимая под последними искусственно созданные комбинации оптических сред, границы раздела которых имеют некоторую правильную наперед заданную геометрическую форму,—с точки зрения своего энергетического действия служат для перераспределения в пространстве потока лучистой, в частности, световой энергии. Их действие, вообще говоря, сводится к концентрации гомоцентрических пучков лучей—лучей, вышедших из точек предмета,—в стигматические пучки лучей, обладающие также единными центрами взаимного пересечения; последние называют изображениями точек предмета. Мы отвлекаемся здесь пока от погрешностей и изображений, имеющих место в реальных оптических системах, вследствие наличия аберраций лучей, проходящих через эти системы; отвлекаемся от явления дифракции лучей—неизбежного следствия волновой природы света. Короче, мы имеем здесь в виду идеальную оптическую систему (в понимании лучевой оптики), изображающую точки предмета также в виде точек, обеспечивающую так называемое точечное (стигматическое) изображение. Прямым лучам, исходящим из точки предмета и проходящим через систему, соответствуют также прямые, так как оптические среды однородны. Таковы отправные положения так называемой теории коллинеарного соответствия между пространством предметов и пространством изображений,—теории, занимающейся нахождением общих свойств и следствий, присущих ука-

занным соответствиям, в частности, обоснованием соотношений оптики, связывающих положения сопряженных точек. Как следствие указанных отправных положений теории вытекает ряд свойств идеальной системы. В частности, изображение прямой есть прямая. Изображением плоскости является плоскость и др.

Вся теория идеальной оптической системы может быть построена без применения закона преломления (IV,3). Законы идеальной оптической системы лишь ограниченно применимы для реальных систем—в пределах узкой области вблизи оптической оси (параксиальной области) и при условии, что лучи образуют малые углы с нормальными к преломляющим поверхностям. Законы параксиальной оптики могут быть выведены на основании одного только предположения о наличии пропорциональности между малыми углами падения i и преломления i' луча. При всех выводах формул параксиальной оптики синусы углов i и i' в формуле (IV,3) заменяются дугами $ni = n'i'$.

В центрированных оптических системах, преломляющие и отражающие поверхности которых имеют общую ось симметрии—оптическую ось системы,—изображением плоского элемента dS , перпендикулярного оптической оси, является плоский элемент dS' , также перпендикулярный той же оси, что вытекает из свойства симметрии. Изображение предмета, лежащего в плоскости, перпендикулярной оси, геометрически подобно предмету: имеет одинаковую с ним (предметом) форму и отличается от него лишь размерами.

В таком понимании будем говорить о сопряженности элементов сечений dS_1 и dS_2 световой трубки. Заметим также, что пока нет необходимости ограничиться системой центрированных преломляющих поверхностей, излагаемое ниже свойство световой трубки имеет общий характер.

Если элементы dS_1 и dS_2 (см. рис. 57) оптически сопряженные, то, казалось бы, изложенный выше упрощенный вывод теоремы теряет смысл, так как в этом случае площади dS_1 и dS_2 не определяют световой трубки и телесные углы $d\Omega_1$ и $d\Omega_2$ могут быть выбраны произвольно: любой луч, вышедший из точки O_1 (см. рис. 57) под произвольным углом к оси трубки, пройдет обязательно через точку O_2 , так как последняя является изображением точки O_1 .

Однако и в этом случае формула (IV,6') может быть применена при следующем добавочном условии. Поместим на пути лучей в какой-нибудь среде экран с отверстием dS_0 (отверстие диафрагмы) и построим световую трубку с двумя сечениями dS_1 и dS_0 , подобно тому построению, которое выполнено на рис. 56; телесные углы $d\Omega_1$ и $d\Omega_0$ с вершинами на этих сечениях определяются величинами площадей и расстоянием между ними по формулам (IV,1'). Продолжим построенную таким образом световую трубку до последней среды с номером p ; телесный угол Ω_p , в который заключены все лучи, собирающиеся в одной точке сечения dS_p , окажется теперь вполне определенным. Для этого применим

теорему Штраубеля дважды; сначала к той части световой трубки, которая определена сечениями dS_1 и dS_0 :

$$n_1^2 \cos i_1 dS_1 d\Omega_1 = n_1^2 \cos i_0 dS_0 d\Omega_0,$$

а затем ко второй части трубки с сечениями dS_0 и dS_p :

$$n_1^2 \cos i_0 dS_0 d\Omega_0 = n_p^2 \cos i_p dS_p d\Omega_p;$$

из последних двух выражений находим

$$n_1^2 \cos i_1 dS_1 d\Omega_1 = n_p^2 \cos i_p dS_p d\Omega_p,$$

т. е. получили тот же инвариант (IV,6'). Таким образом, формула (IV,6') обобщена и на случай, когда площадь dS_p является изо-

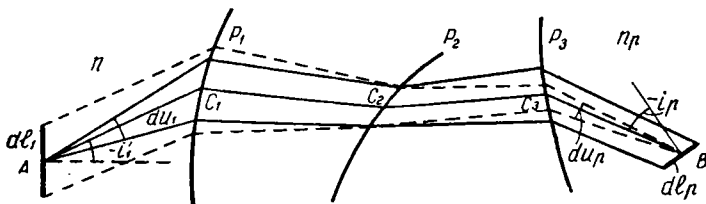


Рис. 59. Преломление плоского пучка лучей

бражением dS_1 , но при этом один из телесных углов $d\Omega_1$ или $d\Omega_p$ должен быть определен посредством ограничения световой трубки диафрагмой.

Теорема (IV,6') сформулирована для пространственного пучка. Аналогичную теорему можно доказать и для плоского пучка.

Пусть $P_1, P_2, P_3 \dots$ границы раздела сред (рис. 59) с различными показателями преломления. Через эти среды преломляется плоский пучок лучей $AC_1C_2 \dots B$. Условимся под плоским пучком, выходящим, например, из точки A , понимать пучок лучей, остающихся в одной плоскости до тех пор, пока лучи, вышедшие из точки A , распространяются в той среде, в которой находится точка A , т. е. в среде с показателем преломления n . При дальнейшем преломлении пучка эти лучи могут, вообще говоря, и не оставаться в этой плоскости. Важно лишь, чтобы лучи, выходящие из вершины пучка, лежали в одной плоскости или хотя бы касались ее (плоскости), — если лучи криволинейны, как это имеет место в средах с непрерывно изменяющимся показателем преломления.

Применительно к плоскому пучку лучей теорема Штраубеля формулируется аналогично (IV,6'), но в качестве множителей произведения, естественно, войдут величины «первого изменения»:

$$n_1 \cos i_1 dl_1 du_1 = n_p \cos i_p dl_p du_p, \quad (IV,7)$$

где n_1 и n_p — показатели преломления 1-й и p -й сред; dl_1 и dl_p — линейная ширина элементарного плоского пучка в сечениях A

и B (см. рис. 59); i_1 и i_p — углы, составляемые осью пучка с нормальными к отрезкам dl_1 и dl_p ; du_1 и du_p — плоские «углы растворения» пучков, вершины которых расположены в сечениях A и B .

Теорема Штраубеля для плоских пучков (IV,7) справедлива при любом выборе точек A и B на луче, в которых проводятся сечения элементарного пучка, имеющего общую ось. В частности, точки A и B могут быть также оптически сопряженными точками. Однако в этом случае, подобно тому как это имело место выше для пространственных пучков, формула (IV,7) требует добавочного условия: один из углов du_1 или du_p должен быть определен посредством ограничения пучка некоторой диафрагмой.

Выражение (IV,7) применительно к оптически сопряженным отрезкам dl_1 и dl_p является обобщением известного в оптике уравнения Лагранжа—Гельмгольца; это уравнение для случая сопряженных малых отрезков l и l' , расположенных перпендикулярно оптической оси центрированной оптической системы, записывается обычно так:

$$nal = n'a'l'. \quad (\text{IV},7')$$

Инвариант, очевидно, получается из (IV,7), если положить в нем $i_1 = 0$ и $i_p = 0$ и заменить «углы растворения пучков» du_1 и du_p углами α и α' лучей с оптической осью.

Величины n , α и l относятся к первой среде, в которой расположены изображаемые предметы (пространство предметов); величины n' , α' и l' относятся к последней оптической среде, в которой расположены изображения (пространство изображений); все промежуточные оптические среды нас пока не интересуют; важно лишь, чтобы преломляющие поверхности, разграничивающие среды, имели аксиально симметричную форму, а система в целом была центрированной, т. е. имела общую ось симметрии (оптическую ось).

Инвариант (IV,7') справедлив для малых отрезков l и l' и для лучей, образующих малые углы α и α' с оптической осью; иными словами, он справедлив в пределах узкой области, вблизи оптической оси—в парааксиальной области. Только в парааксиальной области свойства описанной выше идеальной оптической системы имеют место.

Инвариант (IV,7') является одним из основных соотношений парааксиальной оптики и связывает величины изображения и предмета (l и l') с углами растворения пучков лучей (α и α') в пространствах предметов и изображений.

Поясним это (рис. 60) на примере центрированной оптической системы, помещенной в воздухе ($n = n' = 1$).

Напомним правила для отсчета углов и отрезков, принятые в оптике, в частности, в отечественной литературе. Длину отрезков отсчитывают от какой-нибудь определенной точки—начала отсчета отрезков, указываемой в каждом отдельном случае; дли-

ну отрезка считают положительной, если отрезок можно образовать движением точки от начала отсчета в направлении распространения лучей света, и отрицательной, если для образования отрезка точку нужно перемещать из начала отсчета в направлении, противоположном распространению света. Принято (если нет специальных оговорок), что световые лучи представляются на

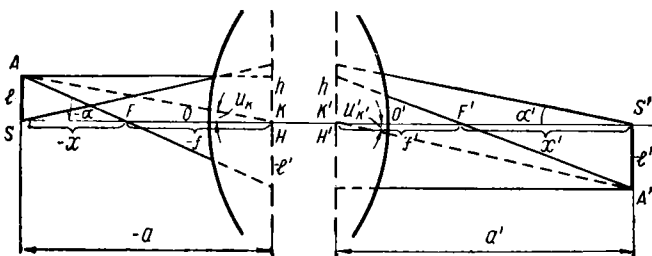


Рис. 60. К выводу основных соотношений параксиальной оптики

оптических чертежах и рисунках направленными слева направо. Если отрезок отложен перпендикулярно по отношению к направлению распространения света, то за положительное направление отрезка принимается направление вверх.

Углы отсчитывают от какой-нибудь определенной оси, точно указываемой в каждом отдельном случае; этой осью, в частности, может являться оптическая ось системы или, например, нормаль к преломляющей поверхности, если отсчитывается угол падения или преломления луча. Считают угол положительным, если его можно образовать вращением прямой линии от указанной оси в направлении, совпадающем с направлением движения часовой стрелки, и отрицательным в противоположном случае.

Условились, кроме того, отмечать на рисунках только абсолютные величины углов и отрезков; если какая-нибудь буква означает отрицательную величину, то на рисунке она должна быть поставлена со знаком минус.

Точки S и S' (рис. 60), в которых расположены l и l' — оптически сопряженные; l и l' — или поперечное увеличение β для них равно:

$$\beta = \frac{l'}{l}. \quad (\text{IV},8)$$

Луч, исходящий из точки S и образующий угол α с оптической осью по выходе из системы, пересекает точку S' , образуя угол α' с той же осью; отношение этих углов называется **угловым увеличением**:

$$\gamma = \frac{\alpha'}{\alpha}. \quad (\text{IV},9)$$

Из инварианта Лагранжа—Гельмгольца (IV,7') следует:

$$\frac{l'}{l} = \frac{na}{n'a'},$$

откуда

$$\gamma\beta = \frac{n}{n'}. \quad (\text{IV},10)$$

В точках S и S' расположены перпендикулярно оптической оси сопряженные плоскости AS и $A'S'$. Каждой паре сопряженных плоскостей соответствует определенное значение увеличений β и γ . Увеличение идеальной системы есть некоторая постоянная величина для данной пары сопряженных плоскостей; в частности, значение β не зависит от величины l предмета; именно поэтому изображение геометрически подобно предмету.

Перемещая предмет (l) вдоль оптической оси, получаем различные значения увеличений β и γ .

Такая пара сопряженных плоскостей, для которых выполняется условие

$$\beta = +1, \quad (\text{IV},8')$$

называется главными плоскостями системы. Для этих плоскостей изображение равно предмету и одинаково с ним направлено относительно оптической оси. Это свойство главных плоскостей используется при различных построениях хода лучей в оптических системах: выходя из системы, луч пересекает заднюю главную плоскость H' (см. рис. 60) на той же высоте, на которой он пересекает, вступая в систему, переднюю главную плоскость H . Точки пересечения главных плоскостей с оптической осью называют соответственно передней и задней главными точками.

Пара сопряженных плоскостей, для которых выполняется условие

$$\gamma = +1, \quad (\text{IV},9')$$

называется узловыми плоскостями системы, а точки их пересечения с оптической осью—узловыми точками (K и K'). Из определения (IV,9') следует, что для узловых точек соблюдается условие

$$u'_k = u_k,$$

т. е. всякий луч, направленный к передней узловой точке K , по выходе из системы проходит через заднюю узловую точку K' , сохраняя направление, параллельное направлению луча при входе его в систему.

Как следует из (IV,10), если $n' = n$, то при $\beta = 1$ величина γ также равна единице. Это значит, что в оптической системе, расположенной, например, в воздухе ($n' = n = 1$), главные точки H и H' и узловые точки K и K' оказываются совмещенными (см. рис. 60).

Луч AH , проходящий через первую главную точку H , по выходе из системы сохраняет свое направление ($A'H' \parallel AH$).

Из построения рис. 60, непосредственно следует

$$\frac{-l'}{l} = \frac{-f}{-x}, \text{ а также } \frac{-l'}{l} = \frac{x'}{f'};$$

отсюда находим

$$\beta = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f'}, \quad (\text{IV,11})$$

где f и f' — соответственно переднее (или первое) и заднее (или второе) фокусные расстояния; x — расстояние предмета l , отсчитываемое от переднего фокуса F системы; x' — расстояние изображения l' , отсчитываемое от заднего фокуса F' системы.

Из (IV,11) следует формула для сопряженных отрезков x и x' :

$$xx' = ff'. \quad (\text{IV,12})$$

Это выражение называют также формулой Ньютона.

Если отсчитывать расстояния предметов (a) и изображений (a') не от фокусов F и F' , а от главных точек H и H' (рис. 60), то вместо отрезков x и x' берутся значения a и a' , связанные формулами перехода:

$$x = a - f; \quad x' = a' - f'; \quad (\text{IV,12}')$$

после их подстановки в (IV,12) и некоторых преобразований находим

$$\frac{f'}{a'} + \frac{f}{a} = 1. \quad (\text{IV,13})$$

Получили так же формулу для сопряженных отрезков a и a' , которые отсчитываются от точек H и H' . Полученное выражение называют формулой Гаусса.

Линейное увеличение β можно выразить непосредственно через отрезки a и a' . Прибавляя к обеим частям равенства (IV,12) одну и ту же величину xf' , получим

$$x(x' + f') = f'(x + f),$$

или, приняв во внимание (IV,12'), находим

$$\frac{f'}{x} = \frac{a'}{a};$$

отсюда и из (IV,11) получим искомую зависимость

$$\beta = -\frac{f}{x} = -\left(\frac{f'}{x}\right)\frac{f}{f'} = -\frac{f}{f'}\frac{a'}{a}. \quad (\text{IV,14})$$

Из рис. 60 непосредственно имеем

$$h = aa = a'a;$$

отсюда

$$\gamma = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{a}{a'}. \quad (\text{IV}, 15)$$

После подстановки в (IV,14), приняв $\beta = \frac{l'}{l}$, находим выражение, которое также иногда называют уравнением Лагранжа—Гельмгольца:

$$f\alpha l = -f'\alpha'l'. \quad (\text{IV}, 16)$$

Деля почленно равенства (IV,16) и (IV,7'), получим

$$\frac{f'}{f} = -\frac{n'}{n}. \quad (\text{IV}, 17)$$

Установили взаимозависимость между фокусными расстояниями системы в пространствах предметов и изображений.

Во многих случаях средой пространства предметов и изображений является воздух, и следовательно $n=n'=1$. При таком допущении, как следует из (IV,17), переднее и заднее фокусные расстояния будут численно равны и отличаться только знаками:

$$f' = -f. \quad (\text{IV}, 17')$$

Формула Ньютона (IV,12) принимает следующий вид:

$$xx' = -f'^2. \quad (\text{IV}, 18)$$

Формула Гаусса (IV,13):

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'}. \quad (\text{IV}, 19)$$

Выражение линейного увеличения (IV,14):

$$\beta = \frac{a'}{a}. \quad (\text{IV}, 20)$$

Линейное и угловое увеличения вместо формулы (IV,10) будут связаны зависимостью

$$\beta\gamma = 1. \quad (\text{IV}, 21)$$

Мы схематически показали, как из теоремы Штраубеля можно получить инвариант Лагранжа—Гельмгольца, и опираясь на последний и постулируя наличие однозначного точечного и линейного соответствий в пространствах предметов и изображений идеальной оптической системы, можно установить все основные соотношения оптики параксиальных пучков.

Из изложенного следует, что инвариант Штраубеля применительно к элементарной световой трубке имеет общий характер. Следствие из него—обобщенный инвариант (IV,7), справедливый не только для сопряженных, но и для любых сечений dl_1 и dl_p световой трубки, характеризует более общие свойства пучков, чем это описывается законами параксиальной оптики.

Эта общность позволяет применять теорему Штраубеля совместно с основными соотношениями оптики и светотехники для решения различных вопросов, связанных с энергетикой световых пучков.

§ 4. СВЕТОВЫЕ ТРУБКИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ. ОБОБЩЕНИЕ ТЕОРЕМЫ ШТРАУБЕЛЯ

До сих пор мы ограничивались рассмотрением свойств элементов р н ы х световых трубок, площадь поперечного сечения которых бесконечно мала. Световой поток, проходящий через такую трубку, весьма мал. Основное свойство световой трубки—

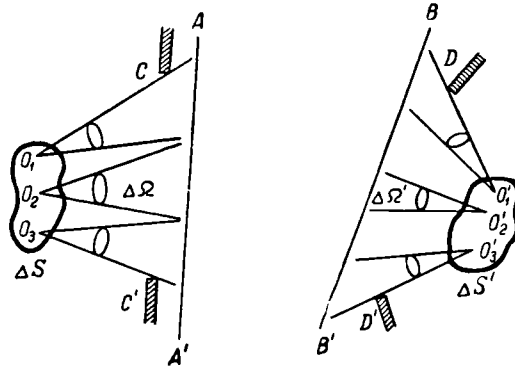


Рис. 61. Световая трубка конечных размеров с сопряженными сечениями ΔS и $\Delta S'$

сохранять на всем ее протяжении световой поток, если не считать неизбежных потерь потока вследствие поглощения и рассеяния средой, в которой трубка образована. Ни один луч не выходит за пределы части пространства, ограниченного линейчатой поверхностью световой трубки. Эти представления рационально распространить на световые трубки конечных размеров, в которых поступающее излучение имеет достаточно большую мощность и с возможно малыми потерями «канализуется» до приемника.

Очевидно, здесь должны быть обеспечены такие физические условия, при которых оказывается возможным осуществление подобной «световой трубки», канализующей поток заданной мощности. Эта трубка должна иметь в зависимости от характера светораспределения улавливаемого потока и свойств приемника подчас сложную структуру. Она должна иметь конечные величины сечений ΔS и $\Delta S'$ и конечные телесные углы $\Delta\Omega$ и $\Delta\Omega'$; широкие пучки лучей, проходящие через все точки O_1, O_2, O_3, \dots сечения ΔS и заполняющие соответственные телесные углы $\Delta\Omega$ (рис. 61), нигде не должны экранироваться (диафрагмироваться)

некоторой «светопроводящей» системой и должны вновь собираться в соответственных точках $O'_1, O'_2, O'_3 \dots$ сечения $\Delta S'$, заполняя телесные углы $\Delta\Omega'$. Закон сохранения потока должен выполняться для любого сечения AA' или BB' световой трубки; некоторые рационально размещенные экраны с отверстиями CC', DD' и т. п. должны исключать возможность попадания на поверхность $\Delta S'$ «посторонних» лучей, т. е. излучаемых не поверхностью ΔS . Такое определение позволяет рассматривать как световую трубку конечных размеров всякую оптическую систему, дающую совершенные изображения точек и не имеющую в и н ь е т и р о в а н и я (см. § 5 этой главы) пучков лучей, принадлежащих самой трубке. Однако ограничиваться таким определением световой трубки конечных размеров нельзя: совершенная оптическая система может явиться лишь разновидностью световой трубки, так как не обязательно, чтобы сечения трубки ΔS и $\Delta S'$ были оптически сопряженными.

В общем случае световая трубка должна иметь следующую структуру. В первой среде с показателем преломления n расположена конечная поверхность ΔS ; в некоторой другой среде, показатель преломления которой n' , расположена поверхность $\Delta S'$. Пусть пучок лучей, выходящий из любой точки A поверхности ΔS , пересекает все точки поверхности $\Delta S'$, распространяясь при этом в пределах некоторого телесного угла $\Delta\Omega_A$, величина которого, очевидно, является функцией положения (координат) точки A на поверхности ΔS . В этом случае в каждой точке A' поверхности $\Delta S'$ будет сходиться пучок лучей, исходящих из всех точек поверхности ΔS , заполняя при этом телесный угол $\Delta\Omega_{A'}$, величина которого является функцией координат точки A' (см. рис. 62).

В силу принципа обратимости хода лучей можно также считать поверхность $\Delta S'$ «излучающей», а поверхность ΔS «приемником».

Таким образом, оказались соединенными (лучами) каждая точка поверхности ΔS с каждой точкой поверхности $\Delta S'$, образуя некоторую ограниченную линейчатой поверхностью световую трубку конечных размеров, обладающую тем свойством, что ни один из лучей не выходит за пределы этой трубки, опирающейся на контуры поверхностей ΔS и $\Delta S'$. Под световой трубкой конечных размеров будем в дальнейшем понимать часть светового поля, ограниченного линейчатой поверхностью, образованной лучами, соединяющими каждую точку поверхности ΔS с каждой точкой поверхности $\Delta S'$. Рассматривая луч такой трубки как ось элементарной световой трубки, можно к каждой из последних применить теорему Штраубеля.

Пусть в окрестностях точки A , выбранной на поверхности ΔS , расположена элементарная площадка dS_A (рис. 62), образующая

с элементом $dS_{A'}$, расположенным на поверхности $\Delta S'$, элементарную световую трубку.

Воспользовавшись теоремой (IV,6), имеем

$$d^2 J_{A,A'} = n^2 dS_A d\Omega_{A,A'} \cos i_{A,A'} = n'^2 dS_{A'} d\Omega'_{A',A'} \cos i'_{A',A'}. \quad (IV,22)$$

Поясним индексы, стоящие при этих величинах. Элементы площади dS_A и $dS_{A'}$ являются функциями только координат точек A и A'

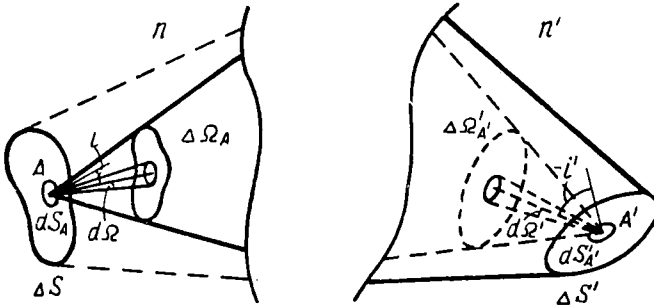


Рис. 62. Структура световой трубки конечных размеров в общем случае

на соответственных поверхностях ΔS и $\Delta S'$. Телесные углы $d\Omega_{A,A'}$ и $d\Omega'_{A',A'}$ являются функциями как координат (положений точек A и A'), так и направления, определяемого углами $i_{A,A'}$ и $i'_{A',A'}$, образованными осью световой трубки, соединяющей точки A и A' с нормальными к элементам dS_A и $dS_{A'}$.

В точке A расположены вершины совокупности элементарных телесных углов $d\Omega$, оси которых пересекают поверхность $\Delta S'$ в различных точках. Таким образом, элемент поверхности dS_A является одновременно сечением пучка элементарных световых трубок, заполняющих телесный угол $\Delta\Omega_A$ конечных размеров.

Для такого пучка элементарных трубок, интегрируя функцию J (IV,22) по телесному углу $\Delta\Omega_A$, можно записать:

$$dJ_A = n^2 dS_A \int_{\Delta\Omega_A} \cos i_A d\Omega_A. \quad (IV,23)$$

Величина dS_A , не являющаяся функцией направления, может быть вынесена за знак интеграла; индексы A' у величин, входящих под знак интеграла, опущены, так как теперь эти величины являются функциями направлений осей элементарных световых трубок, проходящих через точку A и пересекающих поверхность $\Delta S'$ во всех ее точках (а не только в точке A').

Для определения всей совокупности элементарных световых трубок, образующих световую трубку конечных

размеров, ограниченную сечениями ΔS и $\Delta S'$, необходимо функцию J интегрировать по всей поверхности $\Delta S'$:

$$J = n^2 \int_{\Delta S} dS \int_{\Delta \Omega} \cos i d\Omega. \quad (IV,24)$$

Индексы A в подынтегральных функциях, очевидно, должны быть убраны, так как точка A теперь уже не фиксируется и ее координаты являются переменными, изменяющимися в пределах, определяемых заданным контуром поверхности ΔS .

На основании принципа обратимости хода лучей, рассматривая поверхность $\Delta S'$ как «излучающую» и определив для нее совокупность элементарных световых трубок, образующих трубку конечных размеров, ограниченную сечениями $\Delta S'$ и ΔS , можно по аналогии написать:

$$J = n'^2 \int_{\Delta S'} dS' \int_{\Delta \Omega'} \cos i' d\Omega'. \quad (IV,25)$$

Приняв во внимание (IV, 24), находим

$$n^2 \int_{\Delta S} dS \int_{\Delta \Omega} \cos i d\Omega = n'^2 \int_{\Delta S'} dS' \int_{\Delta \Omega'} \cos i' d\Omega' = J. \quad (IV,26)$$

Этот инвариант можно рассматривать как обобщение теоремы Штраубеля на световые трубки конечных размеров.

Для плоских пучков лучей конечной ширины можно написать

$$n \int_{\Delta l} dl \int_{\Delta u} \cos i du = n' \int_{\Delta l'} dl' \int_{\Delta u'} \cos i' du'. \quad (IV,26')$$

Под плоскими пучками лучей следует здесь понимать то же, что было сказано выше (§ 3) при введении понятия плоских элементарных пучков и формулировки для них теоремы Штраубеля (IV,7). Примером такой трубки является оптическая система на рис. 146.

Рассмотрим некоторые следствия обобщенного нами инварианта (IV,26).

1. Если поверхности ΔS и $\Delta S'$ плоские и размеры их малы по сравнению с длиной световой трубки, то (IV,26) можно записать в виде

$$n^2 \Delta S \int_{\Delta \Omega} \cos i d\Omega = n'^2 \Delta S' \int_{\Delta \Omega'} \cos i' d\Omega' = J. \quad (IV,27)$$

Допустимость такого преобразования становится тем более очевидной, если обратить внимание на геометрическую интерпретацию входящих в это выражение интегралов. Как видели выше (глава I, § 6), интеграл того же вида (I,59') имеет простой геометрический смысл: он численно равен площади проекции на плос-

кость основания, в котором расположена поверхность ΔS (или $\Delta S'$) той части поверхности полусферы (см. рис. 9) с радиусом, равным единице, которая вырезается телесным углом $\Delta\Omega$ (или $\Delta\Omega'$). Это позволяет записать выражение (IV,27) следующим образом:

$$n^2 \Delta S (\Delta\Omega)_{\text{пр}} = n'^2 \Delta S' (\Delta\Omega')_{\text{пр}}, \quad (\text{IV},28)$$

где

$$(\Delta\Omega)_{\text{пр}} = \int_{\Delta\Omega} \cos i \, d\Omega, \quad (\Delta\Omega')_{\text{пр}} = \int_{\Delta\Omega'} \cos i' \, d\Omega'.$$

2. Если световая трубка имеет аксиально-симметричную структуру и при этом площадки ΔS и $\Delta S'$ расположены перпендикулярно оси симметрии трубки, то

$$\left. \begin{aligned} (\Delta\Omega)_{\text{пр}} &= \pi \sin^2 u, \\ (\Delta\Omega')_{\text{пр}} &= \pi \sin^2 u' \end{aligned} \right\}, \quad (\text{IV},29)$$

где u и u' — углы образующих конических поверхностей, внутри которых заключены телесные углы $\Delta\Omega$ и $\Delta\Omega'$ (рис. 63) с осью симметрии трубки. После подстановки в (IV,28) находим

$$n^2 \Delta S \sin^2 u = n'^2 \Delta S' \sin^2 u'. \quad (\text{IV},30)$$

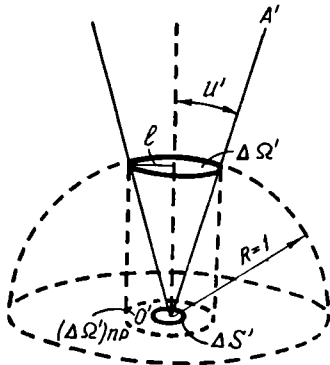


Рис. 63. Определение величины $(\Delta\Omega')_{\text{пр}}$ у аксиально-симметричной световой трубки

3. Если сечения световой трубки ΔS и $\Delta S'$ оптически сопряженные, то установленный выше обобщенный инвариант (IV,26) нуждается в таком же дополнении, какое было введено в начале этой главы (§ 3) при формулировке инварианта Штраубеля для сопряженных сечений dS и dS' элементарной трубки: в введении дополнительных диафрагм, определяющих телесные углы $\Delta\Omega$ и $\Delta\Omega'$. Формула (IV,30) примет следующий вид:

$$n^2 l^2 \sin^2 u = n'^2 l'^2 \sin^2 u', \quad (\text{IV},31)$$

где l и l' — соответственные линейные отрезки сопряженных площадей ΔS и $\Delta S'$:

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S} = \frac{l'^2}{l^2}.$$

Извлекая корни из обеих частей равенства (IV,31), приходим к инварианту:

$$nl \sin u = n'l' \sin u', \quad (\text{IV},32)$$

т. е. произведение из показателя преломления среды, длины отрезка прямой линии, перпендикулярной оси симметрии световой трубки, и синуса угла, образуемого с этой осью каким-нибудь лучом, выходящим из точки пересечения отрезка с этой осью,

остаётся инвариантным для обеих сред, в которых расположены отрезки l и l' .

Это положение носит в оптике название *з а к о н а с и н у с о в* и установлено Аббе. Ниже мы вернемся к этому весьма важному закону; пока лишь обратим внимание, что он получен как частное следствие инварианта (IV,26). При малых углах u и u' закон синусов переходит в уравнение Лагранжа—Гельмгольца (IV,7'), которое, как видели выше, является также частным следствием теоремы Штраубеля для элементарных плоских пучков (IV,7).

§ 5. ОГРАНИЧЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В предыдущем параграфе при рассмотрении световой трубки конечных размеров выяснилось, что если сечения трубки ΔS и $\Delta S'$ оптически *с о п р я ж е н ы*, то телесные углы $\Delta\Omega$ и $\Delta\Omega'$ могут быть установлены лишь при условии введения некоторых дополнительных ограничений, определяющих поперечные размеры трубки; такими ограничивающими элементами могут являться *д и а ф р а г м ы*. С практической реализацией этих условий мы встречаемся в оптических системах. Остановимся на диафрагмировании (ограничении) световых пучков в этих системах.

От ограничения пучков зависит ряд геометрических и физических свойств оптических систем: энергетические их свойства (световой поток, проходящий через систему; освещенность изображений; распределение освещенности в поле изображения); абберационные свойства (структура пучков лучей, выходящих из оптической системы); дифракционные свойства (являющиеся неизбежным следствием волновой природы света и приводящие к искажению изображений точек даже в системах с весьма малыми абберациями); изображение «глубины» трехмерного пространства (связанное с апертурой проходящих сквозь систему пучков); разрешающая способность системы (определяющая возможность изображения деталей объектов мелкой структуры) и др.

Оптические системы могут давать удовлетворительные изображения только ограниченных частей пространства посредством пучков лучей, заполняющих ограниченные телесные углы.

Это ограничение пучков осуществляется *д и а ф р а г м а м и*, каковыми могут являться оправы линз, зеркал, призм или, наконец, специально установленные экраны с отверстиями, которые по большей части имеют круглую форму; центры диафрагм почти всегда расположены на оптической оси системы, а плоскости их перпендикулярны оси.

Диафрагмированием пучков в оптических системах решается задача получения световой трубки таких габаритов и конфигурации, при которых оптически сопряженные сечения трубки ΔS и $\Delta S'$ имеют заданную форму и размеры, а пучки лучей—заданную сходимость. Иными словами, диафрагмы ограничивают часть

пространства, которая может быть изображена системой, — определяют ее поле зрения и сечение пучков лучей, проходящих через систему, т. е. определяют ее апертуру или относительное отверстие.

Чтобы разыскать среди нескольких диафрагм сложной оптической системы ту из них, которая ограничивает проходящие в системе пучки лучей, обычно поступают следующим образом.

Вычислением по формулам параксиальной оптики или путем графических построений определяют положение и величину изо-

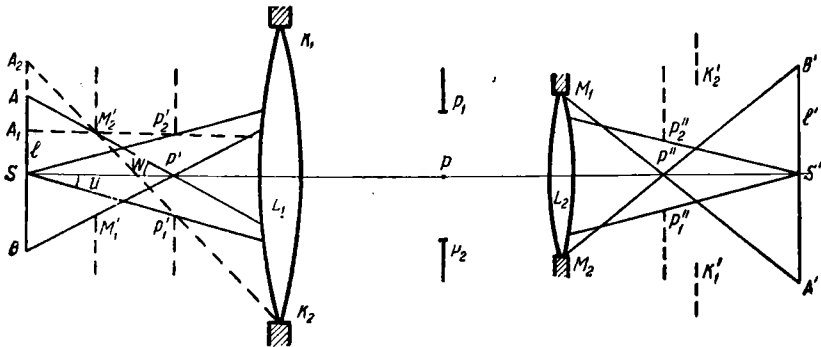


Рис. 64. Ограничение пучков лучей в оптической системе

бражений всех диафрагм и оправ линз системы, даваемых теми частями оптической системы, какие предшествуют каждой диафрагме; иными словами, определяют их изображения в пространстве предметов. Аналогично находят изображения тех же диафрагм, даваемые теми частями оптической системы, которые следуют за каждой диафрагмой, т. е. находят их изображения в пространстве изображений.

Предполагается, что положения плоскостей предметов и изображений известны; в противном случае по тем же формулам параксиальной оптики можно определить положение изображения при заданном положении предмета.

На рис. 64 $A'B'$ является изображением предмета AB . Если из центра предмета — точки S — провести лучи к краям всех изображений диафрагм в пространстве предметов, то среди всех изображений окажется одно, для которого угол между этими лучами будет наименьшим; иными словами, угол, под которым виден диаметр этого изображения, будет наименьшим при рассмотрении его из центра предмета.

На рис. 64 схематически представлена сложная оптическая система, состоящая из двух частей (компонентов): первой части L_1 , расположенной между предметом AB и материальной диафрагмой P_1P_2 (эта часть может быть и многолинзовая, но мы условно представили ее одной линзой L_1), и второй части — компонента L_2 .

Из центра предмета S под некоторыми углами мы видим: оправу линзы L_1 , отверстие $P_1'P_2'$, являющееся изображением материальной диафрагмы P_1P_2 , и отверстие $M_1'M_2'$, являющееся изображением оправы линзы L_2 , даваемым линзой L_1 . Как видно из рисунка, под наименьшим углом $2u$ из точки S видно отверстие $P_1'P_2'$. Очевидно, всякий луч, вышедший из точки S под углом с осью, превышающим u , не может пройти сквозь систему, так как на пути он встретит непрозрачную часть диафрагмы P_1P_2 (после преломления луча через линзу L_1). Следовательно, точка на оси системы изображается пучком лучей, заключенным внутри телесного угла, плоское сечение которого равно $2u$.

На том же рисунке из центра изображения S' под некоторыми углами мы видим: оправу линзы L_2 , отверстие $P_1'P_2''$, являющееся изображением диафрагмы P_1P_2 , даваемым линзой L_2 , и отверстие $K_1'K_2'$, являющееся изображением оправы линзы L_1 , даваемым линзой L_2 . Под наименьшим углом $2u'$ из точки S' видно отверстие $P_1'P_2''$. Следовательно, диафрагма P_1P_2 (изображением которой является как отверстие $P_1'P_2'$, так и отверстие $P_1'P_2''$) ограничивает пучки лучей, проходящих через оптическую систему; она определяет заполняемые лучами телесные углы, вершины которых расположены в точках S и S' , а плоские сечения которых равны $2u$ —в пространстве предметов и $2u'$ —в пространстве изображений. Диафрагма P_1P_2 называется действующей, или апертурной, диафрагмой. Ее изображение предшествующей частью системы в пространстве предметов называется входным отверстием $P_1'P_2'$, или входным зрачком, оптической системы. Изображение апертурной диафрагмы, даваемое последующей частью оптической системы (т. е. частью системы, расположенной за апертурной диафрагмой) в пространстве изображений, называется выходным отверстием $P_1'P_2''$, или выходным зрачком, системы.

Угол u между оптической осью и лучом, проведенным из центра предмета S к краю диаметра выходного зрачка, называется апертурным углом в пространстве предметов; иногда в качестве апертурного угла принимается удвоенный угол $2u$. Угол u' между оптической осью и лучом, проведенным из центра изображения S' к краю диаметра выходного зрачка, называется апертурным углом в пространстве изображений.

Так как входной и выходной зрачки являются изображениями апертурной диафрагмы, очевидно, эти зрачки оптически сопряжены. Если диаметр входного зрачка $D_{\text{вх. зр.}} = 2a$, а диаметр выходного зрачка— $D_{\text{вых. зр.}} = 2a'$, то

$$\beta_{\text{зр.}} = \frac{D_{\text{вых. зр.}}}{D_{\text{вх. зр.}}} = \frac{a'}{a}, \quad (\text{IV}, 33)$$

где $\beta_{\text{зр.}}$ —линейное увеличение в зрачках системы.

Лучи, проходящие через центр апертурной диафрагмы, называются главными лучами. В идеальной системе, очевидно, эти лучи, проходя через центр апертурной диафрагмы, проходят также через обе сопряженные с ним точки—центры входного и выходного зрачков системы. В реальных системах, вследствие наличия аберраций, главные лучи не проходят через центры параксиальных изображений обоих зрачков.

Рассмотрим свойства диафрагмы, ограничивающей часть пространства, изображаемого оптической системой, т. е. определяющей поле зрения системы.

Предположим вначале, что апертурная диафрагма P_1P_2 (рис. 64), а следовательно, и зрачки P_1P_2' и $P_1''P_2''$ имеют весьма малые размеры. В этом случае всякая точка предмета AB будет изображаться узкими пучками в окрестности главных лучей. Предположим далее, что все остальные диафрагмы (оправы линз L_1 и L_2 и их изображения K_1K_2' и M_1M_2') имеют конечные размеры.

По отношению к центру входного зрачка P' оправа первой линзы K_1K_2 и отверстие M_1M_2' (являющееся изображением оправы M_1M_2 , даваемым линзой L_1) имеют разные угловые размеры: угол, под которым из точки P' видны края K_1K_2 оправы, больше угла $M_1P'M_2'$. Отсюда очевидно, что отверстие M_1M_2' , угловые размеры которого, определяемые из точки P' , наименьшие, ограничит величину изображаемого оптической системой предмета AB ; иными словами, если размер входного зрачка P_1P_2' весьма мал, то угол поля зрения системы равен 2ω (см. рис. 64). В пределах этого угла оптическая система изобразит все точки предмета AB ; те точки предмета, которые расположены за пределами отрезка AB , системой не изобразятся.

Таким образом, поле зрения системы ограничивается отверстием M_1M_2' , являющимся изображением диафрагмы (оправы) M_1M_2 ; диафрагму M_1M_2 называют диафрагмой поля зрения.

Изображение диафрагмы поля зрения, даваемое предшествующей ей частью системы в пространстве предметов, называется входным окном или входным люком; в нашем случае таковым является отверстие M_1M_2' . Угол 2ω между лучами, проведенными из центра входного зрачка к краям входного окна, называется углом поля зрения в пространстве предметов. Изображение диафрагмы поля зрения, даваемое последующей частью оптической системы в пространстве изображений, называется выходным окном, или выходящим люком. В нашем случае позади диафрагмы поля зрения M_1M_2 нет никакой оптической системы; следовательно, диафрагма M_1M_2 одновременно явится и выходящим окном.

Выходное окно есть изображение входного, и наоборот, так как оба они являются изображением одной и той же диафрагмы поля зрения.

Итак, при малом диаметре входного зрачка входное окно ограничивает часть пространства, изображаемого оптической системой: если главный луч, проведенный из какой-нибудь точки предмета в центр входного зрачка, задерживается входным окном, то и внутри системы этот луч встретит непрозрачную часть диафрагмы поля зрения и из системы не выйдет.

Пусть линейные размеры предмета AS (см. рис. 64) равны l ; расстояние $P'S$ предмета от центра входного зрачка — p ; половина угла поля зрения ω ; отсюда

$$\operatorname{tg} \omega = -\frac{l}{p}; \quad (\text{IV},34)$$

знак минус пишется потому, что отрезок $P'S$ по принятому правилу знаков отрицательный.

Размеры изображения l' определяются из формулы

$$l' = \beta l = -p\beta \operatorname{tg} \omega, \quad (\text{IV},35)$$

где β — линейное увеличение системы.

Если предмет расположен на бесконечно большом расстоянии от оптической системы, то из точки предмета, находящейся вне оптической оси, падает пучок параллельных лучей, направленный под некоторым углом ω к оптической оси (рис. 65). После прохождения через систему этот пучок соберется в некоторой точке A' , расположенной в фокальной плоскости системы. Координату l' этой точки легко определить из условия, что некоторый луч AH пучка, проходящий через переднюю главную точку H системы, по выходе из нее пройдет через вторую главную точку H' и сохранит при этом прежнее направление ($AH \parallel H'A'$); следовательно, для этого луча углы ω и ω' будут равны; отсюда находим

$$l' = -f' \operatorname{tg} \omega. \quad (\text{IV},35')$$

В действительности зрачки оптической системы имеют не бесконечно малые, а конечные размеры и иногда довольно значительные (например, у светосильных систем). В этом случае входное окно не вполне определяет поле зрения системы, так как некоторые точки предмета, главные лучи которых не проходят сквозь систему, могут все же изображаться другими лучами пучка. На рис. 64 главные лучи AP' и BP' определяют линейные размеры поля зрения AB и соответствующий угол поля зрения 2ω при бесконечно малом диаметре входного зрачка; однако луч $A_2P'_1$, выходящий из точки A_2 и проходящий через верхний край входного окна (точку M_2) и нижний край входного зрачка (точку P'_1), тоже еще может пройти сквозь систему, хотя угол этого луча с оптической осью больше угла ω . Очевидно, луч $A_2P'_1$ будет предельным лучом, пропускаемым оптической системой: если взять какую-нибудь точку предмета, расположенную несколько выше точки A_2 , то уже ни один луч, выходящий из нее, не будет пропущен оптической системой.

Рассмотрим это весьма важное в оптике явление подробнее. Точка на оси S и окружающие ее точки поля, расположенные в пределах радиуса поля SA_1 , изображаются широкими пучками лучей, полностью заполняющими входной зрачок P_1P_2 системы.

Точки поля, расположенные за пределами круга радиуса SA_1 , будут изображаться пучками лучей, уже не целиком заполняющими входной зрачок: часть лучей будет затеняться входным окном системы. Например, точка A (см. рис. 64) будет изображаться

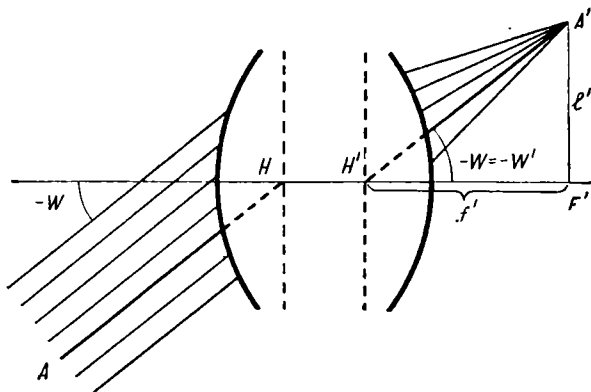


Рис. 65. Свойство фокальных плоскостей

пучком лучей, заполняющих лишь нижнюю половину входного зрачка: от центра зрачка и до его края P_1' . Такое частичное затенение пучка лучей, вступающих во входной зрачок системы, носит название *виньетирования*. Обычно характеризуют величину виньетирования пучка, выражая ее в процентах. В нашем случае все точки поля в пределах круга радиуса SA изображаются без виньетирования, или, как говорят, «виньетирование 0%». Точки поля зрения, расположенные в кольцевой зоне, внешний радиус которой SA , изображаются с виньетированием, не превышающим 50%; точнее, с виньетированием 50% изобразится лишь точка A , все же остальные точки поля, расположенные ближе, чем точка A , к оптической оси, изобразятся уже с меньшим (чем 50%) виньетированием. Нетрудно видеть, что зоне поля, имеющей виньетирование 50%, соответствует угол 2ω , который и принято условно считать углом поля зрения системы.

Наконец, точки поля зрения, расположенные в кольцевой зоне, радиус которой больше радиуса SA , будут изображаться с виньетированием большим, чем 50%; крайней точкой поля, в которой виньетирование достигает 100%, является точка A_2 . За пределами площади, ограниченной кругом радиуса SA_2 , начинается зона полного затенения: ни одна точка предмета, расположенная в этой зоне, не может изобразиться оптической системой.

На рис. 66 отдельно представлены названные зоны затенения. Обозначения такие же, как на рис. 64, а именно: $P_1'P_2'$ —входной зрачок; $M_1'M_2'$ —входное окно; AB —плоскость предмета. Угол поля $2\omega_1$ соответствует центральной круговой зоне поля радиуса SA_1 , все точки которой изображаются оптической системой без виньетирования. Угол поля 2ω обычно и считается углом поля зрения системы; ему соответствует зона поля, внешний радиус которой равен SA ; для всех изображаемых точек этой зоны виньетирование не превышает 50%. Наконец, угол $2\omega_2$ соответствует полному углу зрения, на границе которого виньетирование достигает 100% и за пределами которого расположена зона полного затенения.

В дальнейшем изложении встретятся различные конкретные случаи относительного расположения зрачков и окон оптической системы. В частности, в тех случаях, когда плоскость входного

окна совмещена с плоскостью предметов, все точки поля зрения системы изображаются полными пучками, т. е. без виньетирования; граница входного окна служит здесь резкой границей поля. Главные лучи, проведенные в точки, расположенные на краю поля, определяют полные углы поля зрения без всяких оговорок о виньетировании пучков. К этим случаям, например, относится группа телескопических систем (зрительных труб); в задней фокальной плоскости объектива, совмещенной у этих систем с передней фокальной плоскостью окуляра, часто располагается диафрагма поля зрения, которая оптически сопряжена с плоскостью предметов, и, следовательно, с последней оказывается совмещенной плоскостью входного окна.

В оптической системе микроскопа входное окно обычно совмещено с предметной плоскостью, поскольку в плоскости изображения объектива микроскопа устанавливают диафрагму поля зрения.

В сложных оптических системах может оказаться два входных окна. В этих случаях пучки лучей, выходящие из точек предмета, расположенных вне центра поля, могут затеняться окнами не с одной стороны, а с двух сторон, т. е. иметь двустороннее виньетирование; последнее наблюдается в тех случаях, когда плоскость входного зрачка оказывается расположенной между плоскостями входных окон. В подобных сложных случаях виньетирования за-

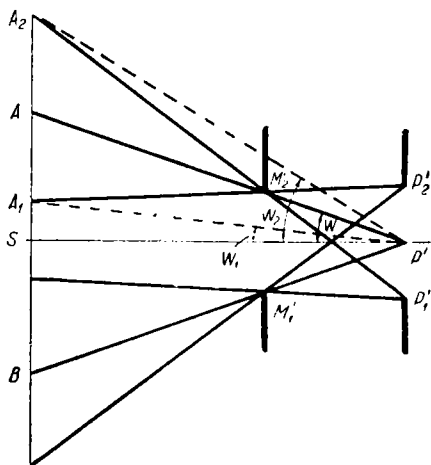


Рис. 66. Виньетирование пучков лучей входным окном

кон изменения затенения наклонных пучков с изменением поля зрения системы оказывается довольно сложным; функция, представляющая эту зависимость, иногда имеет неплавный характер, т. е. производная функции в некоторых точках поля терпит разрыв. Последнее, в частности, имеет место в тех случаях, когда виньетирование вызывается внезапным появлением новой диафрагмы, действие которой на пучки лучей при малых углах поля зрения не сказывалось.

Все изложенное о виньетировании пучков в поле пространства предметов может быть полностью повторено применительно к полю пространства изображений.

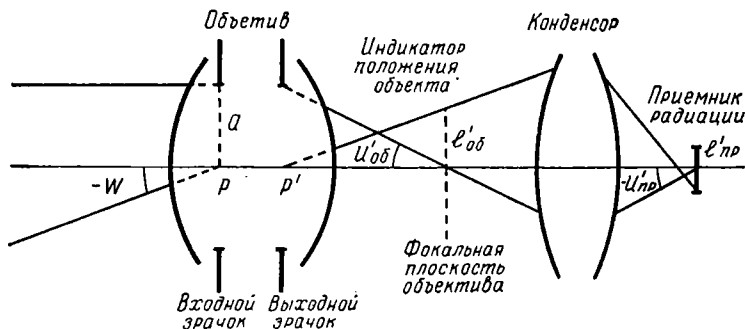


Рис. 67. Оптическая схема «следающей» системы

В заключение приведем пример применения обобщенной теоремы (IV,26) к оптической «следающей» системе, состоящей из двух оптических компонентов и приемника излучения (рис. 67). Задача может явиться примером задания оптических характеристик системы без учета их взаимной связи.

Для приема с заданной дистанции радиации малой мощности, излучаемой некоторым объектом, требовалась оптическая система, имеющая диаметр входного зрачка не менее $2a=60-65$ мм. За объектом необходимо было следить в пределах поля зрения $2\omega=35-40^\circ$. В фокальной плоскости объектива системы располагался некоторый индикатор положения изображения объекта («индикатор цели»); излучение, прошедшее сквозь индикатор, концентрировалось конденсором на чувствительной поверхности приемника радиации, размеры окна которого должны были быть минимальными и, во всяком случае, не более 10 мм по диаметру. На рис. 67 схематически представлена система: a —радиус входного зрачка; ω —половина угла поля зрения; $u'_{об}$ —апертурный угол объектива; $l'_{об}$ —расстояние изображения точки от оптической оси; $l'_{пр}$ —радиус входного окна приемника; $u'_{пр}$ —апертурный угол приемника.

Поскольку система имеет ось симметрии, можно применить инвариант (IV,32), справедливый для плоских пучков лучей,

образующих световую трубку конечного сечения; предположив в первом приближении, что линейные отрезки l и l' малы по сравнению с длиной трубки, получим

$$a \sin(-\omega) = l'_{об} \sin u'_{об} = l'_{пр} \sin(-u'_{пр}). \quad (IV,36)$$

По поставленным условиям $a \geq 30$ мм и $\omega \geq 17^\circ 30'$; отсюда находим

$$\sin u'_{пр} = \frac{a \sin \omega}{l'_{пр}} = 1,8; \quad (IV,36')$$

пришли к нелепости.

Что же остается делать? В предельном случае можно принять, что $\sin u'_{пр} = 1$; из (IV,36) имеем

$$a \sin \omega = 5. \quad (IV,36'')$$

Остается или уменьшить размеры входного зрачка $2a$ объектива, или уменьшить угол поля зрения 2ω системы; в первом случае уменьшится лучистый поток, поступающий в систему, а следовательно, уменьшится дальность действия прибора; во втором случае уменьшится поле обзора системы. Сохранив, например, заданные размеры входного зрачка ($2a \approx 60$ мм), из (IV,36'') определим предельно допустимый угол поля зрения системы:

$$\sin \omega = \frac{5}{30} = 0,167; \quad 2\omega = 19^\circ.$$

При этом предполагается, что система не будет иметь виньетирования в пределах всего поля. На усмотрение оптика-конструктора остается вопрос о выборе фокусного расстояния объектива $f'_{об}$ и его относительного отверстия, зависящего от апертурного угла $u'_{об}$:

$$\frac{a}{f'_{об}} = \sin u'_{об}. \quad (IV,37)$$

Эта весьма важная в оптике зависимость будет обоснована в следующей главе.

Если в целях сокращения габаритов системы и размеров чувствительной поверхности приемника принять возможно большое относительное отверстие объектива, например положив $\frac{2a}{f'_{об}} = 1 : 1$, из (IV,37) получим

$$\sin u'_{об} = 0,5$$

и из (IV,36) имеем

$$l'_{об} = \frac{5}{\sin u'_{об}} = 10 \text{ мм.}$$

Отсюда фокусное расстояние объектива будет равно:

$$f'_{об} = \frac{l'_{об}}{\operatorname{tg} \omega} = 60 \text{ мм.} \quad (IV,38)$$

Заметим, что для больших поперечных размеров сечений световой трубки выражение (IV,36), естественно, перестает быть инвариантным; действительно, из (IV,37) и (IV,38) имеем

$$l'_{00} \sin u'_{00} = a \operatorname{tg} \omega,$$

что при больших значениях ω будет существенно отличаться от произведения $a \sin \omega$. Это различие достигает $\sim 1\%$ при углах $2\omega=20^\circ$ и возрастает до $\sim 6\%$ при углах $2\omega=40^\circ$. В этих случаях более точное решение задачи может быть выполнено, пользуясь общим выражением (IV,26').

Г Л А В А П Я Т А Я

ОСВЕЩЕННОСТЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ, СОЗДАВАЕМАЯ СВЕТОВЫМ ПОТОКОМ, ПРОХОДЯЩИМ ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ

§ 1. ЯРКОСТЬ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И ЯРКОСТЬ ПУЧКА ЛУЧЕЙ

Рассмотрим вопрос о величине светового потока, проходящего через элементарную световую трубку, представленную на рис. 56.

Поток, проходящий через первую площадку dS_1 трубки, очевидно, пропорционален величине этой площади, зависит от угла наклона $\cos i_1$ площадки относительно оси пучка лучей и, наконец, пропорционален углу расхождения лучей, т. е. телесному углу $d\Omega_1$:

$$d^2F_1 = k_1 \cos i_1 dS_1 d\Omega_1, \quad (V,1)$$

где k_1 —некоторый коэффициент пропорциональности.

Для светового потока, проходящего через второе сечение световой трубки, можно по аналогии написать

$$d^2F_2 = k_2 \cos i_2 dS_2 d\Omega_2. \quad (V,1')$$

Свойства световой трубки таковы, что ни один луч на всем протяжении ее не выходит через боковую поверхность трубки, минуя какое-либо сечение ее; иными словами, к световой трубке в полной мере применим закон сохранения энергии: световой поток через любое сечение трубки остается одним и тем же по величине, если в среде не происходит поглощения или рассеяния излучения; в противном случае, как будет принято во внимание в дальнейшем, световой поток, входящий в трубку, равен сумме потоков проходящего, поглощаемого и рассеиваемого.

Предполагая, что среда идеально прозрачная, можно приравнять правые части выражений (V,1) и (V,1') и, заменив величины телесных углов $d\Omega_1$ и $d\Omega_2$ их выражением (IV,1'), получим

$$k_1 \cos i_1 \cos i_2 \frac{dS_1 dS_2}{R^2} = k_2 \cos i_1 \cos i_2 \frac{dS_1 dS_2}{R^2}.$$

Отсюда следует;

$$k_1 = k_2 = k.$$

Таким образом, коэффициент пропорциональности в формулах (V,1) и (V,1') имеет одно и то же значение для всех сечений эле-

ментарной световой трубки. Поток для любого сечения световой трубки будет равен:

$$d^2F = k \cos i \, dS \, d\Omega, \quad (V,2)$$

где величины i , dS и $d\Omega$ относятся к какому-либо одному сечению трубки.

Тот же световой поток может быть выражен формулой, в которую входят величины, относящиеся к двум сечениям трубки:

$$d^2F = k \cos i_1 \cos i_2 \frac{dS_1 dS_2}{R^2}. \quad (V,3)$$

Остановимся на физическом смысле коэффициента пропорциональности k .

Выше (глава I, § 3) было введено понятие о лучистости источника. Опираясь на это понятие, было получено выражение (I,32'). В обозначениях и терминологии фотометрических понятий эта же формула была представлена выражением (I,49):

$$d^2F = B_i \cos i \, dS_1 \, d\Omega, \quad (I,49)$$

где d^2F —световой поток, излучаемый элементом dS_1 светящейся поверхности в пределах элементарного телесного угла $d\Omega$, ось которого составляет угол i с нормалью к элементу площади dS_1 ; B_i —яркость элемента dS_1 в направлении оси пучка лучей, т. е. в направлении, определяемом тем же углом i .

Сопоставляя эту формулу с полученным выражением (V,2), замечаем полную математическую аналогию. Смысл этой аналогии вскрывается, если обратить внимание на следующее. Продолжим рассмотренную выше световую трубку до ее пересечения с поверхностью светящегося тела и выберем элемент площади dS (определяющий световую трубку) на поверхности источника света. В этом случае множитель k в формуле (V,2) просто «обратится» в множитель B_i , входящий в формулу (I,49); иными словами, формулы (I,49) и (V,2) окажутся тождественными.

Это обстоятельство позволяет множитель k интерпретировать тоже как яркость, но не как яркость источника, а как яркость пучка лучей. Понятие яркость оказывается связанным не только с источником, но и с пучком лучей. Предполагается, что пучок лучей, точнее, световая трубка, является носителем одной и той же яркости, поскольку множитель k , как было показано выше, остается постоянным для всех сечений световой трубки, если, конечно, среда идеально прозрачная.

Устанавливая более тесную аналогию между величинами k и B , укажем, что обе эти величины являются функциями направления: и яркость источника в данном направлении, и яркость пучка лучей в направлении оси световой трубки измеряются световым потоком, проходящим через единицу площади, нормальной к этому направлению, и заполняющим единицу телесного угла.

Величина B характеризует излучающую поверхность и является функцией направления и координат точек на поверхности источника; она формально ничем не отличается от яркости пучка лучей k , так как последняя также зависит от направления излучения и координат излучающего элемента поверхности, с которым данная световая трубка связана.

Понятие яркости пучка лучей, введенное и завоевавшее всеобщее признание трудами В. А. Фока, А. А. Гершуна, С. О. Майзеля и других, оказалось весьма удобным и плодотворным, в частности, при исследовании объемных источников или рассеивающих излучение сред, например неба, где «старое» определение яркости, строго говоря, вообще теряет смысл; при исследовании светораспределения в световом поле [21] и т. д.

В дальнейшем изложении мы не будем делать никакого различия между множителем B_i в формуле (I,49) и множителем k в формулах (V,2) и (V,3):

$$k = B_i. \quad (V,4)$$

До сих пор мы предполагали, что величина k ($=B_i$), входящая в формулы (V,2) и (V,3), остается постоянной вдоль всей световой трубки, если лучи распространяются в однородной среде и если, разумеется, исключены всякие потери вследствие поглощения и рассеяния света средой.

Предположим теперь, что световая трубка простирается через несколько сред с различными показателями преломления $n_1, n_2 \dots n_p$.

На основании закона сохранения потока можно написать

$$B_1 \cos i_1 dS_1 d\Omega_1 = B_2 \cos i_2 dS_2 d\Omega_2 = \dots = B_p \cos i_p dS_p d\Omega_p.$$

Отсюда, приняв во внимание инвариант Штраубеля (IV,6')

$$n_1^2 \cos i_1 dS_1 d\Omega_1 = n_2^2 \cos i_2 dS_2 d\Omega_2 = \dots = n_p^2 \cos i_p dS_p d\Omega_p,$$

находим

$$\frac{B_1}{n_1^2} = \frac{B_2}{n_2^2} = \dots = \frac{B_p}{n_p^2} = \text{const} = B_0. \quad (V,5)$$

Отношение $\frac{B}{n^2} = B_0$ называют р е д у ц и р о в а н н о й яркостью. Из формулы (V,5) следует, что р е д у ц и р о в а н н а я (приведенная) яркость пучка остается постоянной на всем протяжении световой трубки. Этот закон был получен термодинамическим путем еще Клаузиусом в 1864 году.

Полученную формулу обычно записывают более кратко:

$$\frac{B}{n^2} = \frac{B'}{n'^2} = B_0, \quad (V,5')$$

где B и n —величины, относящиеся к одной среде (например, к среде пространства предметов), а B' и n' —величины, относящиеся к другой среде (например, к среде пространства изображений).

Из (V,5') следует:

$$B' = \left(\frac{n'}{n}\right)^2 B, \quad (\text{V},5'')$$

и если $n' = n$, то $B' = B$; т. е. если показатели преломления сред пространства предметов и пространства изображений одинаковы, то и яркости пучков лучей будут одинаковыми, независимо от того, какие системы сред их разделяют. При этом не учтены энергетические потери в этой системе сред. Если их учесть, то в формуле (V,5'') появится некоторый коэффициент τ , очевидно, всегда меньший единицы:

$$\bar{B}' = \tau B' = \tau \left(\frac{n'}{n}\right)^2 B; \quad (\text{V},6)$$

τ —так называемый коэффициент пропускания системы сред или оптической системы (см. главу VI).

§ 2. СВЕТОВОЙ ПОТОК, ПРОХОДЯЩИЙ ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ ОТ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА ПОВЕРХНОСТИ, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ

Определим величину светового потока ΔF , поступающего во входной зрачок оптической системы и излучаемого элементом ΔS , расположенным на оптической оси системы и перпендикулярно к ней.

Элементарный световой поток $d\Delta F$, посылаемый элементом ΔS по какому-нибудь направлению AK (рис. 68) и вступающий в опти-

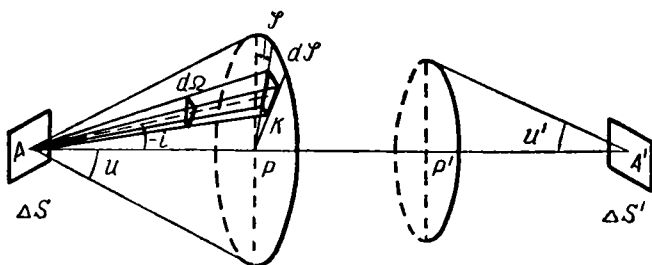


Рис. 68. К определению светового потока, проходящего через оптическую систему

ческую систему сквозь некоторый бесконечно малый элемент K входного зрачка, определится выражением (I,49):

$$d\Delta F = B_i \cos i \Delta S d\Omega,$$

где B_i —яркость излучающего элемента в направлении AK ; $d\Omega$ —элементарный телесный угол, охватывающий в направлении AK элементарную площадь входного зрачка; i —угол между нормалью к элементу ΔS и направлением AK .

Воспользовавшись выражением (IV,4) угла $d\Omega$ в сферических координатах, формулу элементарного потока можно написать в следующем виде:

$$d\Delta F = B_i \Delta S \sin i \cos i \, di \, d\varphi, \quad (V,7)$$

где $d\varphi$ —элементарный двухгранный угол между двумя плоскостями, проходящими через оптическую ось (см. рис. 68) и составляющими боковые стенки телесного угла $d\Omega$.

Для получения потока ΔF , излучаемого элементом ΔS и заполняющего весь входной зрачок оптической системы, надо выражение (V,7) интегрировать по всей площади входного зрачка, т. е. с учетом пределов изменения переменных—угла i от $i=0$ до $i=u$; угла φ от $\varphi=0$ до $\varphi=2\pi$ (при круглом зрачке системы):

$$\Delta F = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{i=0}^{i=u} B_i \Delta S \sin i \cos i \, di \, d\varphi, \quad (V,8)$$

где u —значение угла i , соответствующее краю входного зрачка; это—апертурный угол оптической системы в пространстве предметов.

Задача существенно упрощается, если предположить, что яркость B является величиной постоянной во всех точках излучающего элемента ΔS и, кроме того, не зависит от угла излучения i (т. е. элемент ΔS излучает по закону Ламберта). Выражение (V,8) преобразуется к виду

$$\Delta F = B \Delta S \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} d\varphi \int_{i=0}^{i=u} \sin i \cos i \, di. \quad (V,8')$$

После интегрирования находим:

$$\Delta F = \pi B \Delta S \sin^2 u. \quad (V,9)$$

Выражение (V,9) и определяет величину светового потока, вступающего во входной зрачок оптической системы от излучающего элемента ΔS , расположенного на оси системы.

Этот световой поток по выходе из оптической системы покрывает элементарную площадь $\Delta S'$ (см. рис. 68), являющуюся изображением элемента ΔS .

По аналогии с выражением (V,9), можно написать формулу, определяющую величину светового потока $\Delta F'$, падающего по выходе из оптической системы на площадку $\Delta S'$:

$$\Delta F' = \Delta F = \pi B' \Delta S' \sin^2 u', \quad (V,10)$$

где u' — угол с оптической осью луча, проходящего через край выходного зрачка (см. рис. 68), — так называемый апертурный угол в пространстве изображений.

Мы пока предположили, что в оптической системе не происходит потерь светового потока и, следовательно, $\Delta F' = \Delta F$.

Яркость пучка лучей B' по выходе из оптической системы, как видели выше (V,5"), зависит от яркости B лучей в пространстве предметов и от показателей преломления (n и n') оптических сред в пространствах предметов и изображений. Если же принять во внимание, что в реальной оптической системе неизбежны энергетические потери, учитываемые упомянутым уже выше (V,6) коэффициентом пропускания τ ($\tau < 1$), то вместо входящего в систему потока ΔF (V,9) из системы выходит меньший поток $\Delta \bar{F}'$:

$$\Delta \bar{F}' = \tau \Delta F = \tau \pi B' \Delta S' \sin^2 u', \quad (\text{V},11)$$

где $B' = \left(\frac{n'}{n}\right)^2 B$. Определение коэффициента τ будет дано в главе VI.

§ 3. УСЛОВИЕ СИНУСОВ АББЕ—ЧАСТНОЕ СВОЙСТВО СВЕТОВОЙ ТРУБКИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Из полученных выше энергетических соотношений может быть выведена теорема оптики, которую мы неоднократно будем применять в дальнейшем, — так называемое условие синусов.

Из (V,11) приняв во внимание (V,9), получим:

$$\tau \pi B \Delta S \sin^2 u = \tau \pi B' \Delta S' \sin^2 u'.$$

Учитывая геометрическое подобие площадей изображения $\Delta S'$ и предмета ΔS , можно написать:

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S} = \left(\frac{l'}{l}\right)^2,$$

где l и l' — некоторые линейные отрезки сопряженных элементов площадей ΔS и $\Delta S'$.

Отсюда следует:

$$n^2 l^2 \sin^2 u = n'^2 l'^2 \sin^2 u'.$$

Извлекая корни из обеих частей этого равенства, приходим к инварианту:

$$nl \sin u = n'l' \sin u'.$$

Его можно переписать и в таком виде:

$$\frac{n \sin u}{n' \sin u'} = \frac{l'}{l} = \text{const} = \beta, \quad (\text{V},12)$$

т. е. отношение $\frac{n \sin u}{n' \sin u'}$ должно сохранять постоянное значение независимо от величины соответственных углов u и u' .

Условию синусов должна удовлетворять оптическая система, дающая совершенное (идеальное) изображение элементарной площадки ΔS , расположенной перпендикулярно оптической оси с помощью пучков лучей конечной апертуры, образующих сколь угодно большие углы u и u' с оптической осью.

Закон синусов является необходимым (но не достаточным) условием, которому должна удовлетворять реальная оптическая система, дающая совершенное изображение участка плоскости, расположенной перпендикулярно оптической оси. Условие синусов может быть доказано различными путями. В оптике оно выводится на основании применения так называемого принципа Ферма, утверждающего, что оптическая длина истинного хода луча в оптической среде или в системе оптических сред имеет экстремальное значение. Однако, как следует из работ Т. Смита, М. Герцбергера и Г. Бегехольда, условие синусов Аббе является частным случаем более общего закона, называемого законом косинусов, являющегося необходимым и достаточным условием существования совершенного изображения бесконечно малого элемента плоскости реальной оптической системой с конечным отверстием. Опираясь на закон косинусов, можно формулировать необходимые и достаточные условия образования оптической системой совершенного изображения элемента площади и элемента объема. В частности, можно доказать, что совершенное изображение элемента объема пространства возможно только в том частном случае, когда линейное увеличение оптической системы равно отношению показателей преломления $\left(\frac{n}{n'}\right)$ сред пространства предметов и изображений; при других увеличениях невозможно существование системы, дающей совершенное изображение элемента объема. Указанное линейное увеличение $\left(\beta = \frac{n}{n'}\right)$ имеет место только в узловых точках (глава IV, § 3) оптической системы, обладающей осью симметрии, так как при $\gamma = 1$ из (IV,10) следует, что $\beta = \frac{n}{n'}$.

Этот круг вопросов достаточно обстоятельно изложен в книге А. И. Тудоровского [67].

В применении к обычным центрированным оптическим системам, обладающим осью симметрии, закон косинусов приводит к условию синусов и устанавливает, что если точка S на оси оптической системы имеет совершенное изображение S' , т. е. если для точки S' полностью устранена сферическая аберрация всех лучей широкого пучка, выходящего из точки S , то выражение (V,12) является необходимым и достаточным условием существования совершенного изображения элементарного отрезка l , перпендикулярного оптической оси, а следовательно, и всего элемен-

та площади ΔS , проходящего через точку S и отрезок l и расположенного также перпендикулярно оптической оси; причем изображение осуществляется сколь угодно широкими пучками лучей, образующих любые углы u с оптической осью.

Выше (глава IV, § 4) мы показали, что из сформулированного нами обобщенного инварианта (IV,26) для световой трубки конечных размеров вытекает условие (IV,30), справедливое для любых (как сопряженных, так и не сопряженных) сечений трубки ΔS и $\Delta S'$; важно лишь, чтобы световая трубка имела аксиально симметричную структуру и чтобы сечения ΔS и $\Delta S'$, имея малые размеры, были расположены перпендикулярно оси симметрии трубки.

В частном случае, когда сечения ΔS и $\Delta S'$ оптически сопряженные, получаем тот же закон синусов.

Таким образом, закон синусов отображает собой одно из свойств световой трубки конечных размеров. В этом параграфе мы пришли к закону синусов, основываясь на некоторых энергетических соотношениях.

Условие синусов принципиально опровергает некоторые представления, вводимые для идеальной оптической системы. В частности, представление о главных плоскостях оказывается пригодным, если ограничиться лишь областью параксиальной оптики, когда поступающие в оптическую систему лучи образуют весьма малые углы u с оптической осью.

Остановимся на этом несколько подробнее. На рис. 69 представлена оптическая система OO' (изображена лишь первая O и последняя O' ее преломляющие поверхности), через которую изображается элемент отрезка l . При больших углах u и высоты пересечения лучами SA и $A'S'$ главных плоскостей H и H' равны:

$$\bar{h} = a \operatorname{tg} u = a' \operatorname{tg} u'.$$

Из (IV,14) и (IV,17) имеем:

$$96 \quad nla' = n'l'a. \quad (\text{V},13)$$

Последние два равенства приводятся к выражению:

$$nl \operatorname{tg} u = n'l' \operatorname{tg} u',$$

которое, очевидно, несовместимо с условием синусов:

$$nl \sin u = n'l' \sin u'.$$

Лишь при малых углах u , когда $\sin u \approx \operatorname{tg} u \approx u$ последние две формулы оказываются «совместимыми», поскольку обе они переходят в инвариант (IV,7') Лагранжа—Гельмгольца.

К реальной оптической системе понятие о главных плоскостях становится неприменимым, если выйти за пределы параксиальной области. Из рис. 69 видно, что если через главные точки H и H' провести не плоскости, а сферы, радиусы которых a и a' , то

лучи SB и $B'S'$, если соблюдено условие синусов, должны пересечь эти сферы в точках B и B' , расстояния которых от оптической оси одинаковы и равны h . В этом случае (рис. 69)

$$h = a \sin u = a' \sin u', \quad (V,14)$$

что совместно с равенством (V,13) и приводит к условию синусов.

Таким образом, применительно к реальным оптическим системам вне параксиальной области представления о главных плоскостях должны быть заменены представлениями о главных

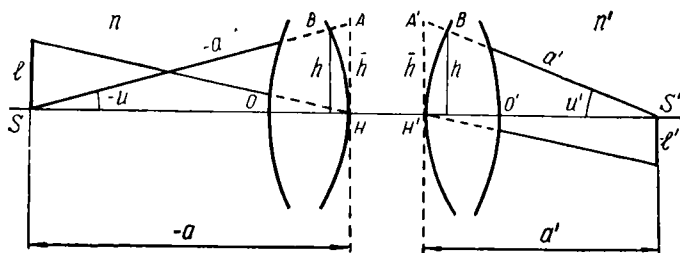


Рис. 69. Главные сферы оптической системы

сферах, понимая под последними сферы, вершины которых проходят через главные точки H и H' оптической системы, а радиусы которых равны a (у первой главной сферы) и a' (у второй сферы), где a и a' —расстояния сопряженных точек предметов и изображений от соответственных главных точек системы.

Большой практический интерес представляет случай, когда плоскость предметов бесконечно удалена от оптической системы. Преобразуем условие синусов применительно к этому случаю. Обратив внимание, что из условия синусов (V,12) при учете равенства (V,13) получается выражение (V,14), мы можем формулу (V,14) рассматривать так же, как возможную форму выражения условия синусов, в частности удобную для решения поставленной здесь задачи. А именно, при беспредельном возрастании расстояния a угол u стремится к нулю, но высота h (рис. 69), равная произведению $a \sin u$, остается величиной конечной; расстояние a' в формуле (V,14) стремится к пределу f' —фокусному расстоянию оптической системы; выражение (V,14) принимает следующий вид:

$$h = f' \sin u',$$

или

$$f' = \frac{h}{\sin u'} = \text{const.} \quad (V,15)$$

Эта формула и выражает условие синусов для бесконечно удаленной плоскости предметов. Согласно этому условию, отношение высоты h точки преломления луча на первой поверхности системы к синусу угла u' , образуемого вышедшим из системы лучом с оптической осью, должно оставаться постоянной величиной, равной

второму фокусному расстоянию параксиальных лучей; следовательно, геометрическим местом точек пересечения падающих лучей с преломленной системой оказывается не главная плоскость $H'A'$, а сферическая поверхность (главная сфера) $H'B'$ (рис. 70) радиуса f' с центром в заднем фокусе параксиальных лучей.

Выражение (V,15) вместе с тем является аналитическим определением фокусного расстояния системы.

Следуя Аббе, назовем пару сопряженных точек S и S' на оси оптической системы, для которых вполне исправлена сферическая

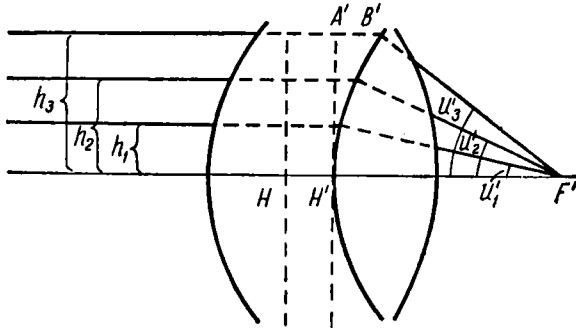


Рис. 70. К выводу условия синусов для бесконечно удаленной плоскости предметов

абберация лучей широкого пучка и, кроме того, выполнено условие синусов—парой аналитических точек.

Реальные оптические системы с большими входными зрачками в большинстве случаев не дают таких совершенных изображений: даже для точки на оси удается исправить сферическую абберацию только для двух, редко для трех лучей. Остальные лучи пучка имеют остаточную, неустранимую сферическую абберацию. В этом случае система дает не точечное, но все же приемлемое на практике изображение точки на оси. Чтобы и соседние точки элемента площади имели такое же качество изображения, должно быть выполнено так называемое условие изопланатизма. Эти вопросы более подробно рассматриваются в главе X.

§ 4. СВЕТОВОЙ ПОТОК, ПРОХОДЯЩИЙ ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ ОТ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА ПОВЕРХНОСТИ, РАСПОЛОЖЕННОГО ВНЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ

Определим световой поток, падающий на элемент площади $\Delta S'$, находящейся в плоскости изображения оптической системы в некоторой точке S' , расположенной вне оптической оси (рис. 71). Предположим при этом, что световой поток, выходящий из системы, заполняет ее выходной зрачок, имеющий форму круга, и что яркость пучков лучей остается постоянной во всех направлениях и равной B' .

Эта сравнительно частная задача может быть решена различными способами. В отечественной литературе ее решение изложено в книге А. И. Тудоровского [67].

Разобьем площадь выходного зрачка системы на элементарные кольца бесконечно близкими концентрическими окружностями. Выделим элемент площади M одного из колец, ограниченный

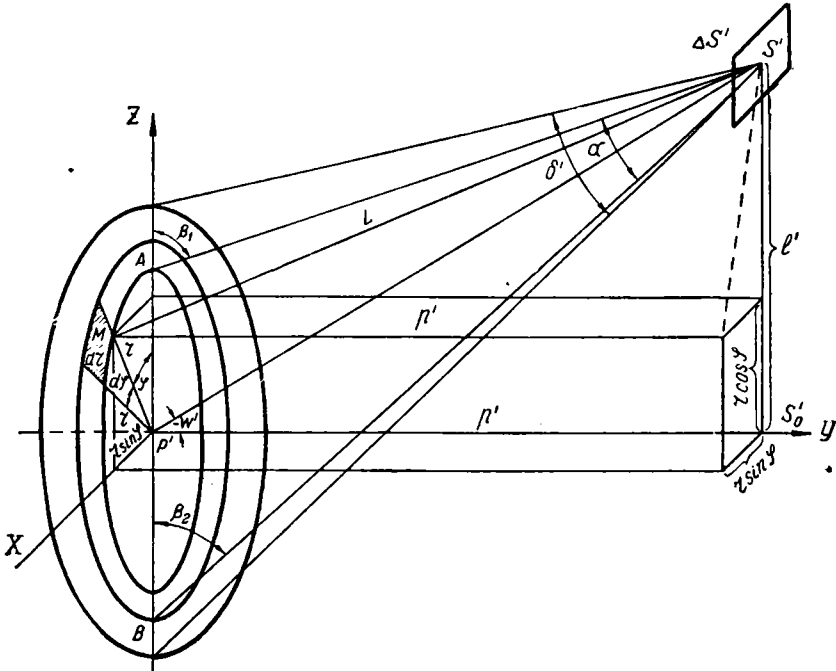


Рис. 71. Определение светового потока, падающего на элемент плоскости изображения вне оптической оси

окружностями с радиусами r и $(r + dr)$ и углом $d\varphi$ между радиусами, один из которых (радиусов) образует некоторый угол φ с осью z .

Площадь этого элемента зрачка равна $rdrd\varphi$.

Согласно формулам (V,3) и (V,4) световой поток, проходящий через элементарную световую трубку, образованную двумя сечениями $dS_1 = rdrd\varphi$ и $dS_2 = dS'$, равен

$$d^2F = \frac{B' \Delta S' r dr d\varphi \cos^2(L, Y)}{L^2}, \quad (V,16)$$

где L —расстояние от элемента M кольца с координатами $(r \sin \varphi; 0; r \cos \varphi)$ до элемента $\Delta S'$ с координатами $(0; p'; l')$. Из рис. 71 имеем:

$$\cos(L, Y) = \frac{p'}{L}; \quad L^2 = p'^2 + l'^2 + r^2 - 2rl' \cos \varphi. \quad (V,17)$$

Поток $\Delta F'$, проходящий через элемент изображения $\Delta S'$, находим, выполняя интегрирование по всей площади кругового зрачка радиуса a' :

$$\Delta F = B' p'^2 \Delta S' \int_{r=0}^{r=a'} r dr \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \frac{d\varphi}{(p'^2 + l'^2 + r^2 - 2rl' \cos \varphi)^2}. \quad (\text{V}, 18)$$

Интегрирование по φ дает:

$$\Delta F' = 2\pi p'^2 B' \Delta S' \int_{r=0}^{r=a'} \frac{(p'^2 + r^2 + l'^2) r dr}{[(p'^2 + r^2 + l'^2)^2 - 4l'^2 r^2]^{3/2}}. \quad (\text{V}, 19)$$

Заметим, что это интегрирование выполняется по формулам:

$$\int \frac{d\varphi}{(\bar{a} + \bar{b} \cos \varphi)^2} = \frac{A \sin \varphi}{(\bar{a} + \bar{b} \cos \varphi)} + \int \frac{B d\varphi}{(\bar{a} + \bar{b} \cos \varphi)}, \quad (\text{V}, 20)$$

$$\text{где } A = \frac{\bar{b}}{\bar{b}^2 - \bar{a}^2} \quad \text{и} \quad B = \frac{a}{\bar{a}^2 - \bar{b}^2};$$

$$\int \frac{d\varphi}{\bar{a} + \bar{b} \cos \varphi} = \frac{2}{\sqrt{\bar{a}^2 - \bar{b}^2}} \arctg \left(\sqrt{\frac{\bar{a} - \bar{b}}{\bar{a} + \bar{b}}} \operatorname{tg} \frac{1}{2} \varphi \right), \quad (\text{V}, 21)$$

при условии $\bar{a} > \bar{b}$. При вычислении определенного интеграла принято во внимание, что при изменении φ от 0 до 2π аргумент обратной тригонометрической функции непрерывно возрастает от 0 до $+\infty$ и от $-\infty$ до 0 и, следовательно, дуга тангенса изменяется от 0 до π , т. е. разность крайних значений \arctg равна π .

Для выполнения второго интегрирования по переменной r вводим новую переменную α —угол между лучами AS' и BS' , проведенными из точки S' к концам диаметра AB элементарного кольца в меридиональной плоскости.

Как следует из рис. 71:

$$\alpha = \beta_1 - \beta_2,$$

где β_1 и β_2 —углы с осью Z лучей AS' и BS' .

Как видно из построения:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{p'}{l' - r}; \quad \operatorname{tg} \beta_2 = \frac{p'}{l' + r};$$

отсюда

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2p'r}{p'^2 + l'^2 - r^2}, \quad (\text{V}, 22)$$

Из этой формулы следует

$$r = \frac{\sqrt{p'^2 + l'^2 \sin^2 \alpha} - p' \cos \alpha}{\sin \alpha}.$$

После перехода к новой переменной находим

$$\Delta F' = \frac{1}{2} \pi B' \Delta S' \int_{\alpha=0}^{\alpha=\delta'} \sin \alpha \, d\alpha, \quad (\text{V}, 22')$$

где δ' —угол между лучами, проведенными из точки S' к концам диаметра в меридиональной плоскости к р у г о л в о г о с е ч е н и я пучка лучей, выходящих из оптической системы и собирающихся в точке S' .

Интегрирование последнего выражения по α дает:

$$\Delta F' = \pi B' \Delta S' \sin^2 \frac{1}{2} \delta', \quad (\text{V}, 23)$$

где

$$\text{tg } \delta' = \frac{2p'a'}{p'^2 + l'^2 - a'^2}. \quad (\text{V}, 23')$$

Заметим, что если точка S' расположена на оси оптической системы, то $l' = 0$ и, следовательно,

$$\text{tg } \delta' = \frac{2p'a'}{p'^2 - a'^2}; \quad \text{tg } \frac{1}{2} \delta' = \frac{a'}{p'},$$

т. е. $\frac{1}{2} \delta = u'$, где u' —апертурный угол оптической системы в пространстве изображений; в этом случае формула (V,23), естественно, переходит в (V,10).

По аналогии с полученным выражением (V,23) можно написать формулу светового потока ΔF , поступающего в оптическую систему от излучающего элемента ΔS , расположенного вне оптической оси и лежащего в плоскости предметов. При этом предполагается, что сечение пучка лучей, вступающих в оптическую систему, плоскостью входного зрачка имеет форму круга радиуса a и что элемент ΔS излучает равномерно во всех направлениях. Формула имеет следующий вид:

$$\Delta F = \pi B \Delta S \sin^2 \frac{1}{2} \delta, \quad (\text{V}, 24)$$

$$\text{tg } \delta = \frac{2pa}{p^2 + l^2 - a^2}; \quad (\text{V}, 24')$$

где p —расстояние плоскости предметов от центра входного зрачка; a —радиус входного зрачка; l —расстояние элемента ΔS от оптической оси.

Если представить себе идеальный случай отсутствия энергетических потерь светового потока, проходящего через оптическую систему, то величина ΔF , определяемая формулой (V,24), была бы равна потоку $\Delta F'$ (V,23). В реальной оптической системе световой поток по выходе меньше потока $\Delta F'$:

$$\Delta \bar{F}' = \tau \Delta F' = \tau \pi B' \Delta S' \sin^2 \frac{1}{2} \delta', \quad (\text{V}, 25)$$

где τ —введенный выше коэффициент пропускания системы; яркость B' определяется формулой (V,5").

§ 5. ОСВЕЩЕННОСТЬ ЭЛЕМЕНТА ИЗОБРАЖЕНИЯ, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ СИСТЕМЫ

Вопрос о распределении освещенности в плоскости изображений представляет как теоретический, так и прикладной интерес. Изображение элемента конечных размеров является результатом наложения изображений отдельных точек. Вместе с тем известно, что оптическая система никогда не изображает точку в виде точки. Только абстрактная идеальная (в понимании геометрической оптики) система образует точечное изображение точек. С точки зрения физической (волновой) оптики даже совершенная, безаберрационная оптическая система изображает точку не в виде точки, а в виде светлого пятна малых размеров со сложным распределением освещенности в пределах этого пятна. Характер распределения освещенности в этом пятне определяется, вообще говоря, двумя принципиальными факторами: волновой природой света и наличием аберраций. В результате действия этих факторов изображение точки оказывается расплывчатым, мелкая структура предметов оказывается невозпроизводимой оптической системой, изображения близко расположенных точек предмета сливаются в сплошное серое пятно.

Задача расчета распределения освещенности в изображении точек решается по-разному: в зависимости от наличия (или отсутствия) аберраций в системе, в зависимости от учета (или возможности игнорирования) явления дифракции света.

В принципиальной своей основе решение этой задачи дается дифракционной теорией изображения, воспользовавшись которой можно рассчитать распределение световой энергии в сложной картине, представляющей собой изображение предмета любой структуры. Это распределение вычисляется в результате интегрирования освещенностей, получаемых в одной точке изображения от всех изображений точек, из которых состоит предмет. Решение такой задачи—процесс весьма трудоемкий, обычно требующий преодоления больших вычислительных затруднений в каждом конкретном случае. Задача несколько упрощается, если оптическая система обладает большими аберрациями или если система предназначена для изображения предметов, обладающих грубой структурой. В этих случаях явлением дифракции практически можно пренебречь, так как дифракционные изображения точек имеют весьма малые размеры по сравнению с размерами так называемых пятен, или фигур рассеяния лучей, определяющих изображение точек при наличии аберраций. Перераспределение энергии в пятне изображения, вызываемое дифракцией, оказывает в этих случаях весьма малый эффект. Однако даже при таких допу-

щениях вычисление распределения освещенности представляет значительные технические трудности.

К этим вопросам мы вернемся в главе XIII книги, где задача будет решаться с учетом того обстоятельства, что большинство светоптических систем обладает столь значительными аберрациями, при которых вполне допустимо явление дифракции игнорировать.

Здесь мы ограничимся рассмотрением освещенности в изображении элемента ΔS конечных размеров, когда изображение является результатом наложения изображений отдельных точек, т. е. светлых пятен с неравномерным распределением освещенностей в каждом пятне. В результате, если элемент ΔS имеет равномерную яркость, то и его изображение $\Delta S'$ будет иметь также равномерную освещенность; если этот же элемент ΔS имеет непрерывно изменяющуюся яркость, то и элемент $\Delta S'$ будет обладать такого же характера непрерывно изменяющейся освещенностью. Лишь в непосредственной близости контура изображения $\Delta S'$ характер распределения освещенности будет более сложным; это обстоятельство мы здесь учитывать не будем.

Освещенность элемента $\Delta S'$, на который падает световой поток $\Delta F'$, определится отношением

$$E' = \frac{\Delta F'}{\Delta S'}.$$

В § 2 была получена формула (V,11) для вычисления светового потока, выходящего из оптической системы и проходящего через элемент изображения $\Delta S'$, расположенный на оптической оси и перпендикулярно к последней.

Воспользовавшись этой формулой, определим освещенность E'_0 в точке на оси:

$$E'_0 = \pi B' \sin^2 u'. \quad (V,26)$$

Подставив вместо B' ее значение из формулы (V,5''), получим

$$E'_0 = \pi \frac{B}{n^2} n'^2 \sin^2 u'. \quad (V,26')$$

Произведение показателя преломления n' среды в пространстве изображений на синус апертурного угла u' в том же пространстве изображений называют в оптике числовой, или численной, апертурой A' со стороны изображения:

$$A' = n' \sin u'. \quad (V,27)$$

Отсюда

$$E'_0 = \pi \frac{B}{n^2} A'^2 = \pi B_0 A'^2, \quad (V,28)$$

где B_0 —редуцированная яркость пучка (см. (V,5)).

Если оптическая система дает совершенное изображение элемента плоскости, перпендикулярной оси системы, вблизи этой оси, т. е. если система удовлетворяет условию синусов (V,12), то

$$A = n \sin u = \beta A', \quad (\text{V},29)$$

где A —числовая апертура системы в пространстве предметов.

Из (V,28) находим

$$E'_0 = \frac{\tau\pi}{\beta^2} B_0 A^2, \quad (\text{V},30)$$

т. е. освещенность изображения в точке на оси системы пропорциональна квадрату числовой апертуры в пространстве предметов и обратно пропорциональна квадрату линейного увеличения.

Формула (V,26) выведена в предположении, что выходной зрачок системы имеет форму круга. При различных других формах зрачка выражение освещенности, естественно, изменится. Решение такого рода задач в некоторых случаях оказывается более простым, если воспользоваться изложенным в предыдущей главе методом, основанным на применении зависимостей (I,59) и (I,59') и сводящимся, согласно геометрической интерпретации интеграла Σ (I,59'), к определению площади ортогональной проекции на плоскость основания (в которой располагается освещаемый элемент dS_2) той части построенной вспомогательной поверхности полусферы единичного радиуса, которая «вырезается» телесным углом Ω_2 , под которым из освещаемой точки элемента dS_2 (см. рис. 9) видна вся светящаяся поверхность S_1 .

Например, в рассмотренном случае светящегося круглого выходного зрачка оптической системы, освещающего элемент $\Delta S'$ изображения, расположенный перпендикулярно оптической оси, результат получится непосредственно. А именно, прямой круговой конус (см. рис. 63), образованный линиями, проведенными из точки O' на край зрачка, пересекается со сферой единичного радиуса по кругу радиуса l и выделит на поверхности шара круговой сегмент. Ортогонально спроектировав этот сегмент на основание полусферы, получим круг также радиуса $l = \sin u'$. Таким образом, площадь проекции Σ будет равна:

$$\Sigma = \pi l' = \pi \sin^2 u',$$

где u' —угол, составленный осью конуса (она же оптическая ось системы) с крайним лучом $O'A'$, проходящим через край светящегося круглого зрачка.

Приняв, что яркость выходного зрачка B' , а после учета коэффициента пропускания системы τ эта яркость делается равной $\tau B'$, и воспользовавшись (I,59), получим

$$E'_0 = \tau B' \pi \sin^2 u',$$

т. е. весьма просто пришли к формуле освещенности (V,26)

Если величину $\sin u'$ выразить через радиус зрачка a' (рис. 72) и расстояние $p' = x' - x'_{p'}$, то формула (V,26) примет следующий вид:

$$E'_0 = \tau \pi B' \left(\frac{a'^2}{a'^2 + p'^2} \right), \quad (\text{V},31)$$

где $\frac{a'}{\sqrt{a'^2 + p'^2}} = \sin u'$.

Преобразовав несколько формулу (V,31)

$$E'_0 = \tau B' \frac{\pi a'^2}{p'^2} \left(\frac{1}{1 + \frac{a'^2}{p'^2}} \right), \quad (\text{V},31')$$

непосредственно видно, что при $p' \geq 10a'$ светящийся зрачок можно рассматривать как точечный источник, имеющий силу света I_0 в направлении оптической оси, равную произведению яркости зрачка $\tau B'$ на его площадь $\pi a'^2$. В этом случае

$$E'_0 = \frac{I_0}{p'^2},$$

где $I_0 = \tau B' \pi a'^2$. Погрешность при этом не превысит 1%, так как величина, стоящая в скобках формулы (V,31'), не будет отличаться от единицы более чем на 0,01.

Отсюда ясно, что большой погрешности допущено не будет, если считать, что освещенность в точке на оси оптической системы практически не будет изменяться при отступлении от круглой формы выходного зрачка, но при условии сохранения площади зрачка равновеликой. Важно лишь, чтобы апертурные углы u' не превышали следующих величин относительных отверстий системы: порядка 1 : 5 — при погрешности, не превышающей 1%; относительных отверстий 1 : 2,5 — при погрешности, не превышающей 4%, и т. д.

Для получения более точных данных, как было указано выше, можно применить формулу (I,59). В качестве такого примера применения формулы (I,59) рассмотрим освещенность на оси оптической системы в плоскости изображения при выходном зрачке эллиптической формы, имеющем полуоси эллипса a' и b' .

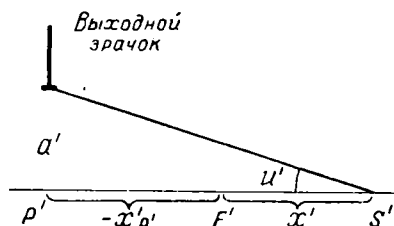


Рис. 72. К преобразованию формулы освещенности

Не воспроизводя рисунка, аналогичного рис. 63, можно написать выражения для апертурных углов в меридиональном $u'_{\text{мер}}$ и сагиттальном $u'_{\text{саг}}$ сечениях:

$$\sin u'_{\text{мер}} = \frac{a'}{\sqrt{a'^2 + p'^2}}; \quad \sin u'_{\text{саг}} = \frac{b'}{\sqrt{b'^2 + p'^2}},$$

где p' —расстояние плоскости изображения от плоскости выходного зрачка.

Приемом, подобным тому, который был применен несколько выше для расчета величины Σ в случае круглого зрачка, можно определить площадь ортогональной проекции Σ на плоскость изображения той части поверхности полусферы единичного радиуса, которая вырезается телесным углом, под которым из освещаемой точки виден светящийся эллиптический зрачок:

$$\Sigma = \pi \sin u'_{\text{мер}} \sin u'_{\text{саг}}.$$

Отсюда, в соответствии с (I,59), находим

$$E'_0 = \tau B' \pi \sin u'_{\text{мер}} \sin u'_{\text{саг}}, \quad (\text{V},32)$$

где яркость зрачка принята равной $\tau B'$. Очевидно, при $u'_{\text{мер}} = u'_{\text{саг}}$ эта формула переходит в (V,26).

В следующем параграфе рассмотрим некоторые преобразования формулы (V,26) применительно к отдельным практически интересным случаям.

§ 6. НЕКОТОРЫЕ СЛУЧАИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОСВЕЩЕННОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ОСИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

А. Часто зрачки оптических систем имеют форму кольца, т. е. центральная часть зрачка оказывается экранированной. Последнее имеет место, например, у большинства светосильных зеркальных и зеркально-линзовых систем. Обозначив через R' —внешний радиус выходного зрачка, а через r' —радиус экранированной части, получим следующее выражение освещенности на оси, вытекающее из формулы (V,26):

$$E'_0 = \tau \pi B' (\sin^2 U' - \sin^2 u'), \quad (\text{V},33)$$

где

$$\sin^2 U' = \frac{R'^2}{R'^2 + p'^2}; \quad \sin^2 u' = \frac{r'^2}{r'^2 + p'^2}.$$

Отсюда можно рассчитать апертурный угол $u'_{\text{эКВ}}$ эквивалентной оптической системы, имеющей с плоской выходной зрачок круглой формы и создающей такую же освещенность изображения:

$$\sin u'_{\text{эКВ}} = \sqrt{\sin^2 U' - \sin^2 u'}. \quad (\text{V},34)$$

Если плоскость предмета бесконечно удалена от оптической системы, то из условия синусов, преобразованного для этого случая (V,15), находим

$$\sin u'_{\text{экр}} = \frac{1}{2} \varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{D_{\text{зр}}}{f'}, \quad (\text{V},34')$$

где ε —относительное отверстие объектива; $D_{\text{зр}}=2a$ —диаметр входного зрачка; f' —заднее фокусное расстояние объектива.

Б. Выражение (V,26) может быть преобразовано в несколько иной вид заменой в нем величины $\sin u'$ приближенным отношением

$$\sin u' \approx \frac{a'}{p'}, \quad (\text{V},35)$$

где $p' = x' - x'_{p'}$ —расстояние изображения S' от второго фокуса F' системы (см. рис. 72); $x'_{p'}$ —расстояние центра выходного зрачка от того же фокуса F' . Далее имеем:

$$p' = x' - x'_{p'} = f' \left(\frac{x'}{f'} - \frac{x'_{p'}}{f'} \right),$$

где f' —фокусное расстояние системы.

Так как линейное увеличение оптической системы равно (IV,11)

$$\beta = -\frac{x'}{f'},$$

находим

$$p' = f' (-\beta + \beta_{\text{зр}}), \quad (\text{V},36)$$

где β —линейное увеличение в плоскости изображений; $\beta_{\text{зр}}$ —линейное увеличение в зрачках системы, определяющее отношение диаметра $2a'$ выходного к диаметру $2a$ входного зрачка:

$$\beta_{\text{зр}} = \frac{2a'}{2a} = \frac{a'}{a}. \quad (\text{V},37)$$

После подстановки (V,35) и (V,36) в выражение (V,26) имеем:

$$E'_0 = \tau \pi \frac{B'}{f'^2} \frac{a'^2}{(\beta_{\text{зр}} - \beta)^2};$$

приняв во внимание (V,37), получим

$$E'_0 = \frac{1}{4} \tau \pi B' \left(\frac{2a}{f'} \right)^2 \frac{\beta_{\text{зр}}^2}{(\beta_{\text{зр}} - \beta)^2}, \quad (\text{V},38)$$

где $\frac{2a}{f'}$ —относительное отверстие оптической системы.

Получили зависимость освещенности E'_0 от увеличения β оптической системы; иными словами, для разных расстояний пло-

скости предметов от оптической системы величина β будет также различной, так как (IV,11)

$$\beta = -\frac{f}{x}.$$

Все прочие величины, входящие в формулу (V,38), определяются или конструктивными элементами самой оптической системы (f' , τ , $\beta_{\text{зр}}$, $2a$), или яркостью предмета B [так как $B' = \left(\frac{n'}{n}\right)^2 B$].

Из формулы следует также, что освещенность изображения E'_0 пропорциональна квадрату относительного отверстия:

$$e^2 = \left(\frac{2a}{f'}\right)^2.$$

Величину e^2 называют геометрической светосилой объектива. Его фактическая светосила будет зависеть также от коэффициента пропускания τ объектива, точнее, прямо пропорциональна ему:

$$\tau e^2 = \tau \left(\frac{2a}{f'}\right)^2. \quad (\text{V,39})$$

Величину τe^2 называют физической светосилой объектива.

В. Освещенность E'_0 в случае бесконечно удаленной плоскости предметов.

Если плоскость предметов расположена на весьма большом расстоянии от оптической системы, то можно считать, что расстояние x этой плоскости от переднего фокуса системы также весьма велико и, следовательно,

$$\beta = -\frac{f}{x} = 0.$$

Формула (V,38) принимает следующий вид:

$$E'_0 = \frac{1}{4} \tau n B' \left(\frac{2a}{f'}\right)^2. \quad (\text{V,40})$$

Как видим, освещенность в этом случае не зависит от увеличения $\beta_{\text{зр}}$ в зрачках оптической системы.

Г. Определим освещенность изображения репродукционного объектива при воспроизведении картины в натуральную величину или вообще при фотографировании объекта в однократном (натуральном) масштабе.

В этом случае предмет расположен слева от оптической системы на расстоянии $x = -f'$ от переднего фокуса и, следовательно, увеличение β будет равно:

$$\beta = \frac{f}{f'} = -1,$$

так как переднее и заднее фокусные расстояния при условии, что $n=n'$ равны по величине, но противоположны по знаку (IV,17'):

$$f = -f'.$$

После подстановки в выражение (V,38) получим:

$$E'_0 = \frac{1}{4} \tau \lambda B' \left(\frac{2a}{f'} \right)^2 \frac{\beta_{зр}^2}{(\beta_{зр} + 1)^2}.$$

Существующие репродукционные объективы, рассчитанные для фотографирования в однократном масштабе (или в масштабе, близком к этому), обычно имеют симметричную оптическую кон-

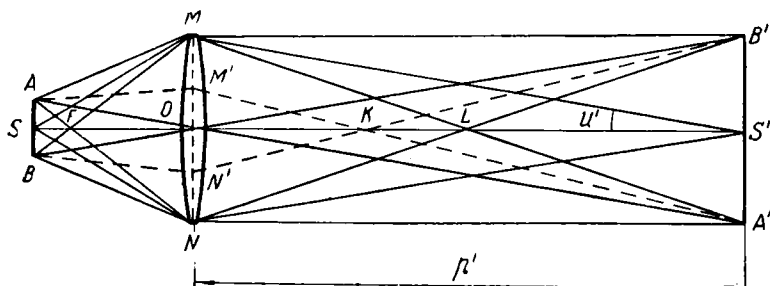


Рис. 73. Схема дальнего освещения

струкцию и, следовательно, у них величины входного и выходного лучиков одинаковые $\beta_{зр} = 1$. Более того, у большинства существующих фотографических объективов широкого применения можно приближенно считать, что $\beta_{зр} \approx 1$. При таком допущении последнее выражение принимает следующий вид:

$$E'_0 = \frac{1}{16} \tau \lambda B' \left(\frac{2a}{f'} \right)^2, \quad (V,41)$$

т. е. освещенность изображения в четыре раза меньше, чем при фотографировании бесконечно удаленных предметов (см. формулу (V,40)). Объясняется это тем, что в данном случае величина апертурного угла u' , точнее, величина $\sin u'$ в два раза меньше, чем в предыдущем случае, а следовательно, телесный угол, под которым виден из освещаемой точки выходной лучик системы, уменьшился в четыре раза; при этом будет в четыре раза больше площадь снимка, полученного в первом случае с объективом того же фокусного расстояния f' .

Д. Рассмотрим важный в технике дальнего освещения (случай освещения прожектором) вопрос об освещенности бесконечно удаленного изображения. Пусть предмет (например, источник света) находится вблизи переднего фокуса F оптической системы. В этом случае его изображение окажется расположенным на весьма большом расстоянии от нее (рис. 73). Система представлена упрощенно в виде тонкой линзы MN ; источник AB имеет вид эле-

мента плоскости, все точки которого обладают одинаковой яркостью и излучают равномерно во всех направлениях. Изображение $A'B'$ источника образуется на большом расстоянии p' , во много раз превышающем фокусное расстояние f' системы.

Освещенность E'_0 в точке S' , расположенной на оптической оси системы, определится из формулы (V,26):

$$E'_0 = \tau \pi B' \sin^2 u',$$

где u' — по-прежнему апертурный угол со стороны изображения.

С достаточной степенью приближения можно написать

$$\sin u' \approx \frac{a'}{p'},$$

где $a' = \overline{MO}$ — радиус выходного зрачка системы.

Обозначив через $S'_{\text{зр}}$ площадь выходного зрачка, получим

$$E'_0 = \frac{\tau B' S'_{\text{зр}}}{p'^2}, \quad (\text{V},42)$$

где $S'_{\text{зр}} = \pi a'^2$.

Прибор в отношении светового действия эквивалентен излучателю с осевой силой света

$$I_0 = \tau B' S'_{\text{зр}}$$

и яркостью

$$\overline{B}^e = \tau B' = \tau \left(\frac{n'}{n} \right)^2 B,$$

где B — яркость источника.

Из (V,42) имеем:

$$E'_0 = \frac{I_0}{p'^2}. \quad (\text{V},43)$$

При $n' = n = 1$, $I_0 = \tau B S'_{\text{зр}}$.

Полученное выражение называют формулой Манжена—Чиколева.

Формула (V,43) остается справедливой для всех точек, расположенных между L и S' и на больших расстояниях (см. рис. 73). Изменение расстояний в этих пределах вызывает изменение освещенности в точке на оси, обратно пропорциональное квадрату расстояния.

Для расстояний более близких, чем расстояние точки L , формула (V,43) оказывается непригодной, так как для близких точек, например для точки K , действующей является не вся площадь выходного зрачка $S'_{\text{зр}}$, а только часть ее; в частности, через точку K проходят только те лучи, которые выходят из системы, заполняя отверстие $M'N'$. Кроме того, для точек, расположенных вблизи оптической системы, может оказаться недопустимой выполненная выше замена синуса апертурного угла $\sin u'$ величиной отношения $\frac{a'}{p'}$.

Формула Манжена—Чиколева может быть применена как к линзовым, так и зеркальным оптическим системам и притом в тех случаях, когда зрачок имеет не только форму круга, но и более сложный вид, например в проекционных системах, когда источник света в виде нитей или спирали лампы накаливания изображается конденсором в плоскость зрачка проекционного объектива.

Полученные соотношения позволяют весьма просто определить эффективность применения оптической системы в смысле ее «осветительного действия».

Пусть источник имеет площадь $\Delta S'_{\text{ист}}$ и яркость B . Его сила света $I_{\text{ист}}$ в направлении нормали к поверхности будет равна

$$I_{\text{ист}} = B \Delta S'_{\text{ист}}.$$

Совместно с оптической системой источник обеспечивает осевую силу света $I_0 = \tau B S'_{\text{зр}}$ (V,43). Отношение указанных сил света называется коэффициентом усиления оптической системы:

$$m = \frac{I_0}{I_{\text{ист}}}. \quad (\text{V},44)$$

Коэффициент m определяет «выигрыш в силе света», обеспечиваемый применением оптической системы.

Пусть диаметр выходного зрачка оптической системы $D'_{\text{зр}} = 2a'$, а диаметр источника— d ; так как $S'_{\text{зр}} = \frac{1}{4} \pi D'^2_{\text{зр}}$, а $\Delta S'_{\text{ист}} = \frac{1}{4} \pi d^2$, имеем:

$$m = \tau \left(\frac{D'_{\text{зр}}}{d} \right)^2. \quad (\text{V},44')$$

В некоторых системах (например, у прожекторов) коэффициент усиления m может достигать величин 10 000 и даже более.

§ 7. ОСВЕЩЕННОСТЬ ЭЛЕМЕНТА ИЗОБРАЖЕНИЯ, РАСПОЛОЖЕННОГО ВНЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ СИСТЕМЫ

Освещенность в какой-нибудь точке плоскости изображений вне оптической оси определяется из формулы (V,25), как отношение потока $\Delta F'$ к площади элемента изображения $\Delta S'$, на который поток падает:

$$E' = \frac{\Delta F'}{\Delta S'} = \tau \pi B' \sin^2 \frac{1}{2} \delta'. \quad (\text{V},45)$$

Эту формулу можно несколько преобразовать к случаю объектива с небольшим относительным отверстием, когда $\sin \frac{1}{2} \delta'$ может быть

заменен дугой $\frac{1}{2}\delta'$. При таком предположении из рис. 71 приближенно имеем:

$$\sin \frac{1}{2} \delta' \approx \frac{a' \cos \omega'}{P'S'}$$

где $\overline{P'S'}$ — отрезок, соединяющий центр выходного зрачка P' с данной точкой S' ; a' — радиус кругового сечения пучка лучей (сходящихся в точке S') плоскостью выходного зрачка; это сечение, вследствие aberrаций в плоскости выходного зрачка и виньетирования наклонных пучков, может иметь вид эллипса или овала.

Так как

$$\overline{P'S'} = \frac{p'}{\cos \omega'}$$

после подстановки последних двух преобразований в формулу (V,45) получим:

$$E' = \frac{\tau p a'^2 B'}{p'^2} \cos^4 \omega', \quad (\text{V},46)$$

где p' — расстояние плоскости изображений от плоскости выходного зрачка.

Освещенность E'_0 в центре поля зрения определяется формулой (V,26), в которой с той же степенью приближения можно положить, что $\sin u' \approx \frac{a'_0}{p'}$; в этом случае находим

$$E'_0 = \frac{\tau p a_0'^2 B'}{p'^2}, \quad (\text{V},47)$$

где a'_0 — радиус выходного зрачка.

Отношение освещенностей E' и E'_0 определится из (V,46) и (V,47):

$$\frac{E'}{E'_0} = \frac{S'_{\text{зр}}(w')}{S'_{\text{зр}}(0)} \cos^4 \omega', \quad (\text{V},48)$$

где $S'_{\text{зр}}(w')$ и $S'_{\text{зр}}(0)$ — площади сечений пучков лучей, выходящих из оптической системы и собирающихся в точках S' и S'_0 .

Как показали исследования этой формулы, она применима и в тех случаях, когда сечение $S'_{\text{зр}}(w')$ пучка лучей вследствие aberrаций имеет вид эллипса или овала*; иными словами $S'_{\text{зр}}(w')$ во всех случаях представляет площадь сечения наклонного пучка независимо от его вида.

Если система не имеет aberrаций в плоскости выходного зрачка или эти aberrации малы, то площади $S'_{\text{зр}}(w')$ и $S'_{\text{зр}}(0)$ равны для всех значений угла ω' ; в этих случаях

$$E' = E'_0 \cos^4 \omega'. \quad (\text{V},49)$$

* Если линейные размеры зрачка невелики по сравнению с величиной p' (см. главу I, § 6).

Это условие строго выполняется, в частности, когда апертурная диафрагма установлена позади объектива и, следовательно, является одновременно и выходным зрачком.

Закон убывания освещенности от центра к краям изображения, как следует из (V,49), пропорционален 4-й степени косинуса угла ω' , образуемого с оптической осью главным лучом, проходящим через центр выходного зрачка и данную точку изображения. При этом предполагается отсутствие виньетирования лучей наклонных пучков окнами системы; при наличии виньетирования освещенность изображения убывает к краям поля зрения быстрее, чем это следует из полученных выше формул. У реальных систем, в частности у светосильных объективов, виньетирование наклонных пучков является обстоятельством почти неизбежным. Зная конструктивные элементы оптической системы, можно хотя бы приближенно определить ее виньетирование и соответственную функцию виньетирования системы k_w , равную единице в центре поля и постепенно уменьшающуюся по мере возрастания угла ω' . В этом случае

$$E' = k_w' E_0' \cos^4 \omega'. \quad (V,49')$$

Как было указано выше, формулы (V,48) и (V,49) являются приближенными и пригодными для оптических систем, обладающих, строго говоря, небольшими относительными отверстиями.

Точное значение отношения $E' : E_0'$ определится из формул (V,45) и (V,26):

$$\frac{E'}{E_0'} = \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \delta'}{\sin^2 u'}. \quad (V,50)$$

Однако сравнительные расчеты, выполненные [67] по этой формуле и по формуле (V,49), показали, что оба результата весьма хорошо согласуются, если относительные отверстия объективов не превышают 1 : 3,5 и более или менее удовлетворительно согласуются (расхождение не превышает 5—6%), если отверстия достигают величин 1 : 2. В табл. 13 приведены величины отношений $E' : E_0'$, вычисленные для относительных отверстий объективов 1 : 2 и 1 : 3,5 и для разных углов поля зрения. Расчеты выполнены в предположении независимости площади сечения $S_{зр}^{(w')}$ пучка от угла ω' .

Рассмотрение данных таблицы показывает, что объективы, у которых аберрации в выходных зрачках отсутствуют или малы по своей величине и, следовательно, площади сечений $S_{зр}^{(w')}$ существенно не изменяются по полю, освещенность изображений убывает к краям поля по закону (V,49).

Вместе с тем эти данные показывают, что даже при отсутствии виньетирования падение освещенности, пропорциональное 4-й степени косинуса угла ω' , приводит к недопустимо малым осве-

Таблица 13

Убывание освещенности изображения
от центра к краю поля зрения

ω° \diagdown $\frac{2\alpha}{f'}$	По формуле (V,50)		По формуле (V,49)
	1 : 2	1 : 3,5	1 : ∞
10	0,947	0,943	0,941
20	0,799	0,786	0,780
30	0,590	0,571	0,563
40	0,369	0,352	0,344
50	0,185	0,175	0,171
60	0,068	0,064	0,063

ценностям на краю изображения, в частности, у широкоугольных объективов, угол поля зрения 2ω которых достигает $100-120^\circ$ и более.

В оптике уже много лет тому назад было показано, что на величину отношения освещенностей $E' : E'_0$ можно повлиять различными способами:

1. Применение оптических систем, обладающих поверхностями изображений не плоской, а сферической формы. В частности, если вогнутость поверхности изображения обращена в сторону объектива и радиус кривизны этой поверхности равен фокусному расстоянию объектива, то, как нетрудно сообразить, все главные лучи по выходе из системы будут направлены нормально к поверхности изображения, а расстояния всех точек этой поверхности от центра выходного зрачка будут неизменными; вследствие этого отношение $E' : E'_0$ окажется пропорциональным первой степени косинуса угла ω' :

$$E' = E'_0 \cos \omega'.$$

Однако использование этого пути требует применения сферических экранов (например, искривленных фотографических пленок) и поэтому сколько-нибудь широкого распространения до сих пор не получило.

2. Применение дисторзирующих объективов, у которых аберрация дисторсии (см. главу X) достигает большой величины, — нескольких десятков процентов.

Между углом ω главного луча с оптической осью при входе луча в систему и соответственным углом ω' при выходе луча из системы, в случае если дисторсия отсутствует, существует зависимость

$$\operatorname{tg} \omega' = \gamma_{зр}^{(0)} \operatorname{tg} \omega, \quad (\text{V},51)$$

где $\gamma_{зр}^{(0)}$ — угловое увеличение (параксиальное) в зрачках системы.

Если дисторсия системы исправлена то, увеличение $\gamma_{\text{зр}}^{(0)}$ остается постоянным для любых значений угла ω . Можно рассчитать объектив, обладающий большой «бочкообразной» дисторсией; в этом случае по мере возрастания угла ω величина углового увеличения $\gamma_{\text{зр}}^{(\omega)}$ будет уменьшаться. В результате изображение окажется сильно искаженным: нарушится геометрическое подобие между формой предмета и его изображением. Линейные размеры изображения окажутся сильно сжатыми, так как по мере возрастания угла ω угол в пространстве изображений ω' (тангенсу которого пропорциональны размеры изображения) будет возрастать несоответственно медленно (так как $\text{tg } \omega' = \gamma_{\text{зр}}^{(\omega)} \text{tg } \omega < \gamma_{\text{зр}}^{(0)} \text{tg } \omega$), что и приведет к меньшему спаду освещенности, если, естественно, относить освещенность к углу ω , образуемому с оптической осью пучком вступающим в объектив.

Представим отношение освещенностей $E' : E_0$ в виде функции от угла ω в пространстве предметов.

Выше было получено выражение (V,24) светового потока ΔF , поступающего в оптическую систему от излучающего элемента ΔS , расположенного вне оптической оси и лежащего в плоскости предметов:

$$\Delta F = \pi B \sin^2 \frac{1}{2} \delta \cdot \Delta S. \quad (\text{V}, 24)$$

Аналогично преобразованиям, выполненным для величин, относящихся к пространству изображений, можно и здесь применить приближенную зависимость:

$$\sin \frac{1}{2} \delta \approx \frac{a}{p} \cos^2 \omega,$$

где a — радиус сечения пучка лучей, входящих в систему плоскостью входного зрачка; p — расстояние между плоскостями предметов и входного зрачка.

Отсюда получим

$$\Delta F = \frac{BS_{\text{зр}}^{(\omega)} \cos^4 \omega}{p^2} \Delta S,$$

где $S_{\text{зр}}^{(\omega)} = \pi a^2$ — площадь сечения плоскостью входного зрачка пучка лучей, излучаемых элементом ΔS и вступающих в оптическую систему. Весь этот поток, кроме потерянной (см. главу VI) части энергии в оптической системе, проходит через сопряженный в пространстве изображений элемент площади $\Delta S'$. Освещенность этого элемента определится формулой

$$E' = \frac{\Delta \bar{F}'}{\Delta S'} = \frac{\tau \Delta F}{\Delta S'} = \frac{\tau BS_{\text{зр}}^{(\omega)} \cos^4 \omega}{p^2} \frac{\Delta S}{\Delta S'}. \quad (\text{V}, 52)$$

Для элемента площади $\Delta S'$ имеем:

$$\Delta S' = \beta_{\omega}^2 \Delta S,$$

где β_w —линейное увеличение изображения элемента ΔS , которое при наличии дисторсии объектива не равно β —линейному увеличению в параксиальной области.

С другой стороны

$$\beta_w = \frac{l'}{l} = \frac{p' \operatorname{tg} \omega'}{p \operatorname{tg} \omega} = \gamma_{\text{зр}}^{(w)} \frac{p'}{p},$$

где l и l' —расстояния центров элементарных площадок ΔS и $\Delta S'$ от оптической оси; $\gamma_{\text{зр}}^{(w)}$ —угловое увеличение в центре выходного зрачка для угла ω , неравное (при наличии дисторсии) $\gamma_{\text{зр}}^{(0)}$ —угловому увеличению в параксиальной области.

Вместо (V,52) можно написать:

$$E' = \frac{\tau B S_{\text{зр}}^{(w)}}{p'^2} \cdot \frac{\cos^4 \omega}{(\gamma_{\text{зр}}^{(w)})^2}. \quad (\text{V},53)$$

Для точки, расположенной на оптической оси, имеем:

$$E'_0 = \frac{\tau B S_{\text{зр}}^{(0)}}{p'^2 (\gamma_{\text{зр}}^{(0)})^2}. \quad (\text{V},53')$$

Распределение освещенности в плоскости изображений определится, как отношение $E':E'_0$:

$$\frac{E'}{E'_0} = \frac{S_{\text{зр}}^{(w)}}{S_{\text{зр}}^{(0)}} \cos^4 \omega \left(\frac{\gamma_{\text{зр}}^{(0)}}{\gamma_{\text{зр}}^{(w)}} \right)^2. \quad (\text{V},54)$$

Формула определяет относительную освещенность в любой точке плоскости изображений в зависимости от угла ω в пространстве предметов. Координаты этой точки связаны условием

$$\operatorname{tg} \omega' = \gamma_{\text{зр}}^{(w)} \operatorname{tg} \omega. \quad (\text{V},55)$$

При отсутствии дисторсии $\gamma_{\text{зр}}^{(w)} = \gamma_{\text{зр}}^{(0)}$. При наличии «бочкообразной» (отрицательной) дисторсии $\gamma_{\text{зр}}^{(w)} < \gamma_{\text{зр}}^{(0)}$ и, следовательно, как видно из (V,54), относительная освещенность в точке изображения, соответствующей углу поля зрения ω , повышается.

Формула (V,54), конечно, ничего принципиально нового не дает по сравнению с формулой (V,48) и лишь выражает ту же закономерность в других переменных, показывающих несколько более наглядно влияние дисторсии на распределение освещенности.

3. Разработка объективов, обладающих наперед заданными aberrациями в зрачках, приводящими при возрастании угла ω' к возрастанию площади сечения пучков лучей $S'_{\text{зр}}^{(w')}$, выходящих из объектива и собирающихся в данной точке поля изображений.

Как показывает теория, если объектив исправлен в отношении aberrаций, в частности дисторсии, то, как в случае совмещения апертурной диафрагмы со входным зрачком объектива (иными словами, при расположении этой диафрагмы перед объективом),

так и в случае совмещения апертурной диафрагмы с выходным зрачком объектива (т. е. при расположении диафрагмы сзади объектива), освещенность изображения будет изменяться пропорционально $\cos^4 \omega$ —в первом случае и пропорционально $\cos^4 \omega'$ —во втором. Если апертурная диафрагма расположена внутри объектива, то, выбирая надлежащим образом его конструкцию, можно добиться того, что все aberrации объектива оказываются исправленными, а aberrации в зрачках, в частности aberrация комы, имеет такое значение, при котором площадь сечения $S'_{зр}(\omega)$ выходящих пучков увеличивается с увеличением углов ω' ; освещенность в плоскости изображения при этом убывает медленнее, чем по закону $\cos^4 \omega'$.

Тот факт, что если дисторсия в плоскости изображения устранена, то в плоскости выходного зрачка неизбежно имеется aberrация комы—следует из выражения (V,51), в котором величина $\gamma_{зр}^{(0)}$ должна оставаться постоянной для всех углов ω при исправленной дисторсии, что, очевидно, противоречит условию синусов для плоскостей зрачков:

$$\beta_{зр}^{(0)} = \frac{1}{\gamma_{зр}^{(0)}} = \frac{\sin \omega}{\sin \omega'} = \text{const.}$$

Если же условие синусов не выполнено, то изображение неизбежно имеет aberrацию комы.

Изложенная возможность уменьшить падение освещенности к краям поля объектива имеет особое значение в случае широкоугольных объективов, у которых угол ω достигает 50 — 60° и более, так как в этом случае величина $\cos^4 \omega'$ уменьшается до недопустимо малого значения. Возможность практического осуществления такой системы была в начале 40-х годов показана М. М. Русиновым на примере широкоугольных объективов «Руссар».

Выше было рассмотрено строгое решение задачи распределения освещенности в плоскости изображений в случае, если выходной зрачок оптической системы имеет круглую форму. Общее решение подобных задач в случае светящихся поверхностей произвольной формы было дано В. А. Фоком [72]. Графический метод для расчета освещенностей от светящихся поверхностей был предложен А. А. Гершуном. Этот способ прост и пригоден для расчета при любых формах и размерах зрачка оптической системы.

Расчет освещенности в поле равномерного излучателя согласно (I,47) сводится к определению телесного угла, опирающегося на контур излучателя:

$$E = \int_{\Omega} B d\Omega = B\Omega.$$

Для излучателей, у которых контур для любой точки поля является плоской кривой, может быть применен графический способ нахождения телесного угла излучателя. Этот способ сво-

дится к определению следов пересечения плоскости контура с коническими поверхностями, ограничивающими равные зональные телесные углы с общей осью, перпендикулярной плоскости контура. Как известно (I,77), зональный телесный угол определяется, как

$$\Omega_{1-2} = 2\pi (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2).$$

Следовательно, равные зональные телесные углы определяют равным приростом косинуса углов раскрытия конических поверхностей, ограничивающих зоны пространства. Задавшись количеством t равных зон (чем больше t , тем точнее расчет; обычно принимают для полупространства $t=10$), нетрудно определить их граничные углы:

$$\alpha_k = \arccos \frac{k}{t}. \quad (V,56)$$

Следы пересечения таких коаксиальных конических поверхностей с плоскостью, перпендикулярной их оси, будут окружностями с радиусами

$$r_k = \frac{t}{k} p' \sqrt{1 - \left(\frac{k}{t}\right)^2}. \quad (V,57)$$

Каждый из зональных телесных углов разобьем на θ равных частей, проведя через ось семейства конических поверхностей плоскости с одинаковым угловым смещением $\Delta\varphi$ друг относительно друга. При этом полупространство, в котором расположен излучатель, будет разбито на $t\theta$ равных телесных углов, опирающихся на сферические четырехугольники с угловыми размерами сторон, равными $\Delta\varphi$ и $\Delta\alpha$. Каждый телесный угол, опирающийся на такой сферический четырехугольник, будет равен

$$\Delta\Omega = \frac{2\pi}{t\theta}.$$

В плоскости контура излучателя, перпендикулярной оси зональных телесных углов, след каждого угла $\Delta\Omega$ будет сектором кольца, образованного двумя смежными окружностями—следами границы зональных телесных углов (рис. 74). Расчет величины телесного угла излучателя осуществляется наложением вспомогательного расчетного графика на контур излучателя. На расчетном графике нанесены следы пересечения плоскости контура с семейством конических поверхностей (V,57) и продольными плоскостями, проходящими через ось зональных телесных углов (см. рис. 74). Центр графика при наложении на контур излучателя должен совмещаться с проекцией исследуемой точки на плоскость контура излучателя. Определив количество кольцевых секторов в пределах контура излучателя, находим величину телесного угла излучателя

$$\Omega = N\Delta\Omega = \frac{2\pi}{t\theta} N, \quad (V,58)$$

где N — количество кольцевых секторов в пределах контура излучателя, подсчитанное по вспомогательному графику.

Плоский излучатель любой формы может быть заменен путем разбивки его поверхности на прямоугольные площадки излучателем, состоящим из нескольких светящихся прямоугольных элементов. Расчет освещенности от прямоугольного излучателя оказывается элементарно прост. Для этого пользуются предложенными Е. С. Ратнером, номограммами, составленными для случая, когда проекция вершины светящегося прямоугольника совпадает с расчетной точкой (в которой вычисляется освещенность). Однако к этому частному случаю можно свести обычно любой случай, встречающийся в практике, разбивая или дополняя светящийся прямоугольник так, чтобы расположение полученных в результате прямоугольников соответствовало указанному частному случаю. Заметим, что аналитический расчет распределения освещенности при произвольном расположении расчетной точки относительно

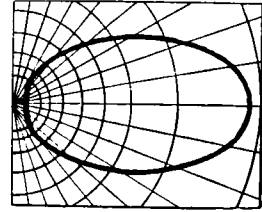


Рис. 74. Графический метод расчета освещенностей

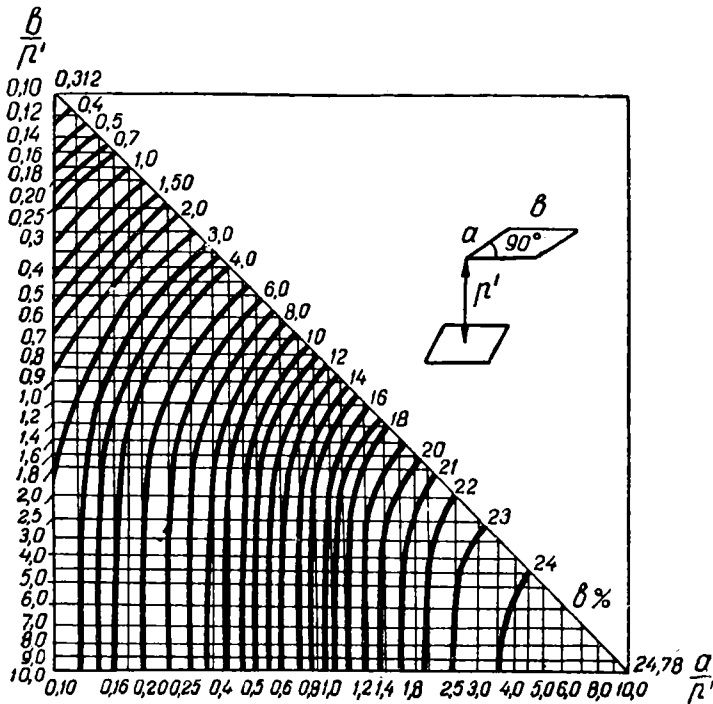


Рис. 75. Номограмма для расчета освещенности от прямоугольника, параллельного расчетной плоскости

светящейся прямоугольной плоскости приводит к сложным формулам [53].

На рис. 75 приведены номограммы, предназначенные для определения так называемого коэффициента освещенности e от светящегося прямоугольника, параллельного расчетной плоскости. Под коэффициентом освещенности понимают отношение освещенности, создаваемой заданной поверхностью E_A в точке A к освещенности $E_{2\pi}$ от полусферы равномерной яркости с центром в точке A :

$$e = \frac{E_A}{E_{2\pi}} 100\%. \quad (\text{V},59)$$

Освещенность в плоскости основания полусферы равномерной яркости равна (I,60)

$$E_{2\pi} = \pi B.$$

Отсюда

$$E_A = \pi B \frac{e}{100}. \quad (\text{V},60)$$

На рис. 75 по вертикальной и горизонтальной осям номограммы отложены относительные размеры светящегося прямоугольника. В этих осях построены кривые постоянных значений коэффициента освещенности e в процентах. Как было уже сказано выше (глава I, § 6), освещенность в точке A , проекция которой на излучатель совпадает с одной из вершин светящегося прямоугольника, может быть вычислена из формулы

$$E_A = \frac{1}{4} B \Sigma, \quad (\text{V},61)$$

где значение Σ определено выражением (I,62), а в принятых здесь обозначениях $d=p'$ —расстояние расчетной плоскости от плоскости излучателя (выходного зрачка светоптической системы).

Г Л А В А Ш Е С Т А Я

МОДИФИКАЦИЯ СВЕТОВОГО ПОТОКА В СРЕДАХ И ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

§ 1. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕЛ И ИХ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Только в том случае, когда лучистая энергия распространяется в вакууме, она не претерпевает никаких изменений—ни по величине, ни по качеству (по спектральному составу и состоянию поляризации), ни по характеру распределения в пространстве.

Если же излучение встречается на своем пути какую-либо вещественную среду, то имеет место их взаимодействие, в результате которого лучистая энергия претерпевает те или иные модификации и превращения в другие виды энергии.

В общем случае перехода света из одной среды в другую могут иметь место следующие изменения.

А. На границе раздела двух сред:

1) Отражение части лучистого потока обратно в первую среду. Это явление имеет место в той или иной мере во всех случаях встречи лучистой энергии с пограничной поверхностью двух сред. В зависимости от структуры поверхности отражаемый поток может иметь самое различное распределение в пространстве—от направленного (зеркального) до идеальнорассеянного (диффузного).

2) Преломление части лучистого потока, т. е. переход его во вторую среду, сопровождающийся изменением направления вследствие изменения скорости распространения света. В зависимости от структуры поверхности преломление может подразделяться на направленное и рассеянное. Преломление присуще только поверхности раздела светопропускающих сред.

3) Поглощение части лучистого потока пограничным слоем, сопровождаемое превращением лучистой энергии в какой-либо другой вид энергии, чаще всего в теплоту.

Б. При распространении в вещественной среде:

4) Поглощение части лучистого потока и превращение его в другой вид энергии, обычно в теплоту. Это явление приводит к уменьшению величины лучистого потока.

5) Рассеяние части лучистого потока, т. е. распространение света по всем направлениям от каждого элемента объема среды, находящегося на пути падающего пучка лучей. Рассеяние света

присуще так называемым мутным средам, содержащим множество малых частиц из иного вещества, чем основная масса среды.

6) Пропускание части лучистого потока сквозь среду. Характер пространственного распределения пропускаемого потока зависит от структуры среды: оптически однородная среда, в которой рассеяние света практически отсутствует (за исключением молекулярного светорассеяния), обладает направленным пропусканием; оптически мутные среды обладают рассеянным пропусканием.

7) Рассеянное отражение части лучистого потока средой, в которой он распространяется, т. е. выход части потока из этой среды в предшествующую среду. Такое отражение присуще только мутным средам, рассеивающим свет.

8) Изменение спектрального состава отражаемого и пропускаемого лучистых потоков. Это изменение присуще в той или иной мере большинству тел и является следствием селективного характера поглощения лучистой энергии пограничным слоем или всей средой.

9) Изменение состояния поляризации отражаемого и пропускаемого лучистых потоков.

10) Появление излучений с длинами волн, которых не было в падающем (возбуждающем) лучистом потоке, — люминесценция.

Обычно имеют место не отдельные виды перечисленных явлений, а те или иные их комбинации. При этом не всегда оказывается возможным выделить и оценить количественно каждое отдельное явление. Например, при наличии отражения от поверхности тела и от его массы (случай молочного стекла) очень трудно разделить оба отражаемых потока. Однако такого разделения почти никогда и не требуется. Ввиду этого можно для целей практики основные изменения лучистого потока объединить в следующие:

- 1) отражение света;
- 2) пропускание света;
- 3) поглощение света;
- 4) изменение спектрального состава отражаемого и пропускаемого лучистых потоков.

Кроме того, в ряде случаев необходимо учитывать изменение состояния поляризации отражаемого и пропускаемого лучистых потоков, а иногда и люминесценцию.

До сих пор мы говорили об изменениях собственно лучистого потока. В ряде случаев приходится рассматривать также изменения эффективного потока (см. главу I) по отношению к данному приемнику излучения. При этом все относящиеся сюда соотношения имеют одинаковый вид как для лучистого потока, так и для любого эффективного потока. Ввиду этого условимся все дальнейшие рассуждения вести применительно к световому потоку, с которым чаще всего приходится иметь дело.

Физические особенности некоторой среды (тела), обуславливающие те или иные изменения отраженного и пропущенного световых

потоков по сравнению с падающим потоком, называются оптическими свойствами данной среды (тела).

Соответственно перечисленным возможным изменениям светового потока, характеристиками основных оптических свойств тел являются:

1. Коэффициенты отражения ρ , пропускания τ и поглощения α светового потока.

Эти коэффициенты выражают долю отражаемой F_ρ , пропускаемой F_τ и поглощаемой F_α части светового потока по отношению ко всему падающему потоку F_0 , т. е.

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \frac{F_\rho}{F_0}, \quad \tau = \frac{F_\tau}{F_0} \text{ и } \alpha = \frac{F_\alpha}{F_0}. \\ \text{Поскольку } F_\rho + F_\tau + F_\alpha &= F_0, \\ \text{то } \rho + \tau + \alpha &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI}, 1)$$

В случае непрозрачной второй среды

$$\tau = 0 \text{ и } \rho + \alpha = 1.$$

2. Характер пространственного распределения отражаемого и пропускаемого световых потоков.

Освещаемое тело само становится источником света, который, в отличие от первичного излучателя, называется вторичным. Соответственно падающий поток можно называть первичным, а отражаемый и пропускаемый потоки—вторичными.

В случае направленного отражения и пропускания вторичный световой поток распространяется в ограниченном телесном угле, определяемом законами отражения и преломления света. На рис. 76 приведены некоторые примеры. В случае плоской отражающей поверхности телесный угол отраженного пучка лучей равен телесному углу падающего пучка лучей (рис. 76, а). То же имеет место для пучка лучей, пропущенного через плоско-параллельную пластинку (рис. 76 б).

В случае неплоских поверхностей телесные углы вторичных потоков могут быть больше (рис. 76, в) или меньше (рис. 76, г) телесных углов падающих потоков, но они всегда ограничены.

Сила света в разных направлениях в пределах телесного угла вторичного потока зависит от силы света первичного источника в сопряженных направлениях и от коэффициентов отражения и пропускания лучистого потока для соответствующих углов падения лучей.

Идеально рассеянное (диффузное) отражение и пропускание характерно тем, что вне зависимости от направления и ширины падающего пучка лучей вторичный световой поток равномерно распределяется по всем направлениям пространства (яркость одинакова во всех направлениях). Для диффузных тел, как для косинусных излучателей,

действительны следующие соотношения между фотометрическими величинами:

$$B = \text{const}; \quad I_\alpha = I_0 \cos \alpha; \quad F_{\text{вторич}} = \pi BS;$$

$$R = \pi B; \quad B = \frac{\rho E}{\pi} \quad \text{или} \quad B = \frac{\tau E}{\pi}. \quad (\text{VI}, 2)$$

Примеры практически диффузных тел: отражающие—мел, снег, клеевая краска; пропускающие—молочные стекла.

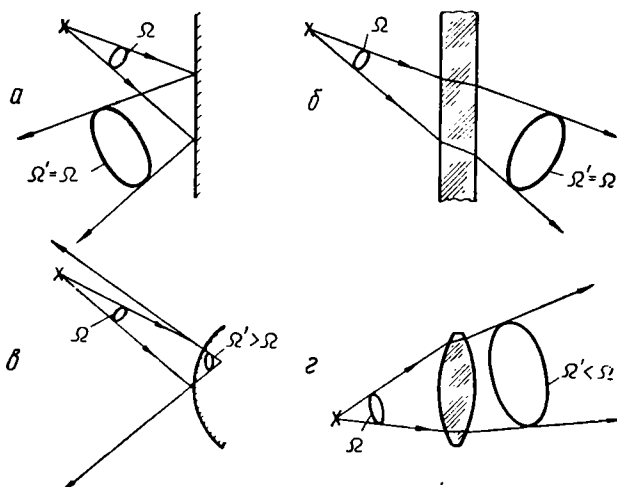


Рис. 76. Примеры направленного отражения и пропускания света:

а—отражение от плоской поверхности, *б*—пропускание через пластинку, *в*—отражение от выпуклой поверхности, *г*—пропускание через линзу.

Большинству поверхностей и тел присуще рассеянное отражение и пропускание. Оно характерно тем, что вторичный световой поток, распространяясь по всем направлениям, распределяется по ним неравномерно. Яркость поверхности различна в разных направлениях.

Для характеристики распределения светового потока в пространстве пользуются величиной коэффициента яркости r_α , под которым понимают отношение яркости B_α поверхности в данном направлении к яркости B_0 абсолютно белой поверхности ($\rho = 1, B_\alpha = \text{const}$) при одинаковой освещенности:

$$r_\alpha = \frac{B_\alpha}{B_0}. \quad (\text{VI}, 3)$$

Графически r_α представляется обычно в виде радиуса-вектора соответствующей длины. Совокупность радиусов-векторов по всем направлениям пространства является характеристикой свето-

распределения поверхности для данного угла падения. Геометрическое место концов этих радиусов-векторов называется фотометрическим телом (поверхностью) коэффициента яркости.

Плоское сечение фотометрического тела (поверхности) r_α называется кривой коэффициента яркости в соответствующей плоскости.

Обычно достаточно для характеристики светораспределения иметь две такие кривые: а) в плоскости падения луча и б) в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Функция $r(\alpha)$ данной поверхности меняется с изменением угла падения света. Приводимые обычно кривые $r(\alpha)$, если нет специальной оговорки, относятся к случаю нормального падения света.

Функция $r(\alpha)$ определяется для каждого типа поверхности экспериментально. Зная освещенность E поверхности и r_α в данном направлении, можно вычислить яркость B_α в этом направлении по формуле

$$B_\alpha = B_0 r_\alpha = \frac{R_0}{\pi} r_\alpha = \frac{E}{\pi} r_\alpha, \quad (\text{VI}, 4)$$

если яркость выражается в нитах; если же выразить яркость в апостильбах, то

$$B_{\alpha(acb)} = E \cdot r_\alpha. \quad (\text{VI}, 4')$$

Из формулы (VI,4') следует, что $r_\alpha = \frac{B_\alpha(acb)}{E}$, т. е. $r_\alpha = B_\alpha(acb)$ при $E=1$ лк. Таким образом, коэффициент яркости можно рассматривать как яркость данной поверхности в данном направлении при единичной освещенности ее. Именно в этом заключается смысл введения коэффициента яркости.

Для диффузной поверхности $r_\alpha = \text{const} = \rho < 1$.

В случае рассеянного отражения и пропускания коэффициент яркости может быть больше единицы, однако только в пределах некоторого ограниченного угла, в остальных направлениях $r_\alpha < 1$.

Частным видом неравномерного распределения вторичного светового потока является направленно-рассеянное отражение и пропускание, при котором максимум силы света совпадает по направлению с направлением зеркального отражения или направленного пропускания, а фотометрическая поверхность силы света симметрична относительно этого направления. Примерами тел, обладающих направленно-рассеянным отражением и пропусканием, могут служить матовые металлические поверхности, например алюминиевый киноэкран, и матовые стекла.

Некоторые тела обладают смешанным отражением и пропусканием, характерным наличием одновременно направленного и идеальнорассеянного отражения и пропускания. Примером может служить опаловое стекло, обладающее как смешанным отражением, так и смешанным пропусканием света.

3. **Спектральные характеристики отражения и пропускания.** Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения для монохроматического излучения носят название спектральных коэффициентов и обозначаются ρ_λ , τ_λ и α_λ . Спектральные характеристики тел задаются обычно функциями $\rho(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$. В некоторых случаях вместо $\tau(\lambda)$ задается функция $D(\lambda)$ —зависимость оптической плотности D от длины волны λ . Под оптической плотностью понимают величину

$$D = \lg \frac{1}{\tau} = -\lg \tau = \lg \frac{F_0}{F_\tau}.$$

Смысл введения величины D заключается в следующем. Пусть имеем ряд сред с коэффициентами пропускания $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_p$. Общий коэффициент пропускания этих сред

$$\tau = \tau_1 \tau_2 \dots \tau_p. \quad (\text{VI},5)$$

Оптические плотности сред равны

$$D_1 = \lg \frac{1}{\tau_1} = \lg \frac{F_0}{F_1}; \quad D_2 = \lg \frac{F_1}{F_2} \dots \quad D_p = \lg \frac{F_{p-1}}{F_p}.$$

Суммарная плотность D всех сред равна сумме их плотностей; действительно

$$D_1 + D_2 + \dots + D_p = \lg F_0 - \lg F_1 + \lg F_1 - \lg F_2 + \dots + \lg F_{p-1} - \lg F_p = \lg F_0 - \lg F_p = \lg \frac{F_0}{F_p}.$$

Но
$$\lg \frac{F_0}{F_p} = D,$$

следовательно

$$D = D_1 + D_2 + \dots + D_p. \quad (\text{VI},6)$$

Таким образом, для оптических плотностей применим простой закон аддитивности (VI,6), что упрощает в ряде случаев вычисления.

Необходимо иметь в виду, что равенства (VI,5) и (VI,6) действительны только в двух случаях: а) когда среды имеют какой угодно селективный характер пропускания, но падающий лучистый поток является монохроматическим и б) когда падающий лучистый поток имеет любой спектральный состав, но среды неселективны. В общем же случае сложного лучистого потока и селективных сред указанные равенства совершенно неприменимы.

§ 2. ПОТЕРИ СВЕТОВОГО ПОТОКА В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ!

При прохождении светового потока через систему прозрачных (оптически однородных) сред, ограниченных полированными преломляющими поверхностями, направленное пропускание света

сопровождается зеркальным отражением от поверхностей и поглощением в средах. Отражаемый и поглощаемый световые потоки представляют собой потери и приводят к уменьшению освещенности изображения.

Отражение света от преломляющих поверхностей

Коэффициент отражения ρ преломляющей поверхности зависит от показателей преломления n и n' соприкасающихся сред и от угла i падения света. Для естественного света и при наличии резкой границы между средами (нет переходного слоя) коэффициент отражения определяется по формуле Френеля:

$$\rho = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i-i')}{\sin^2(i+i')} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-i')}{\operatorname{tg}^2(i+i')} \right],$$

где

(VI,7)

$$\sin i' = \frac{n}{n'} \sin i.$$

Дроби в скобках дают коэффициенты отражения ρ_1 и ρ_2 для поляризованного света: первая — когда плоскость поляризации совпадает с плоскостью падения; вторая, — когда плоскость поляризации перпендикулярна плоскости падения. Эти плоскости называются основными плоскостями поляризации.

Зависимость коэффициента отражения от длины волны весьма незначительна, поскольку дисперсия в обычно используемой видимой области спектра мала. Однако в некоторых участках спектра вне видимой области, а именно в областях поглощения, коэффициент отражения может во много раз увеличиться.

При падении света из воздуха на поверхность оптического стекла под углами i от 0 до $\sim 30 \div 40^\circ$ коэффициент отражения возрастает весьма медленно. При дальнейшем увеличении угла падения ρ начинает быстро возрастать, стремясь к единице при $i \rightarrow 90^\circ$. Это иллюстрируется кривой $\rho(i)$ на рис. 77, относящейся к случаю, когда первой средой является воздух, а второй — стекло с $n_D = 1,6289$. Поскольку в подавляющем большинстве случаев углы падения не превышают 40° , можно приближенно считать, что $\rho_i \approx \operatorname{const} = \rho_{i \rightarrow 0} = \rho$. При $i \rightarrow 0$ получаем из формулы (VI,7):

$$\rho = \left(\frac{i-i'}{i+i'} \right)^2.$$

Имея в виду, что согласно закону преломления для малых углов $i' = \frac{n}{n'} i$, получаем, что

$$\rho = \left(\frac{n-n'}{n+n'} \right)^2. \quad (\text{VI,8})$$

Зависимость (VI,8) для случая, когда $n'=1$ или $n=1$ представлена графически на рис. 78.

Различие коэффициентов отражения ρ_1 и ρ_2 для основных плоскостей поляризации и степень поляризации естественного света при отражении представлены в табл. 14 для случая $n=1$ и $n'=1,53$.

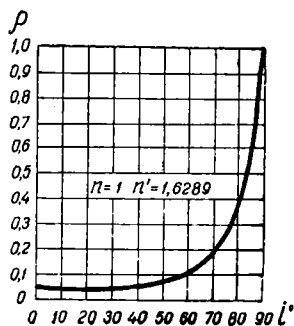


Рис. 77. Зависимость коэффициента отражения от угла падения

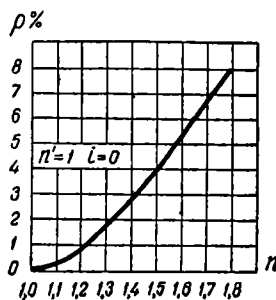


Рис. 78. Зависимость коэффициента отражения от показателя преломления

Для угла падения $i = \arctg n'$ имеет место полная поляризация отраженного света. Этот угол полной поляризации при $n=1$ и $n'=1,53$ равен $56^\circ 50'$.

Изменение состояния поляризации при отражении делает неприменимым обычный закон (VI,5) для последовательных измене-

Таблица 14

Коэффициенты отражения поляризованного света и степень поляризации естественного света

Угол падения i	Угол преломления i'	Коэффициент отражения			Относительное содержание поляризованного света
		Падающий свет поляризован		естественный свет ρ	
		в плоскости падения ρ_1	в перпендикулярной плоскости ρ_2		
0°	0°	0,0439	0,0439	0,0439	0,000
10°	$6^\circ 31'$	0,0457	0,0421	0,0439	0,001
20°	$12^\circ 55'$	0,0515	0,0368	0,0442	0,166
30°	$19^\circ 04'$	0,0630	0,0281	0,0455	0,384
40°	$24^\circ 51'$	0,0833	0,0161	0,0497	0,675
50°	$30^\circ 03'$	0,1200	0,0041	0,0620	0,935
$56^\circ 50'$	$33^\circ 10'$	0,1611	0,0000	0,0806	1,000
60°	$34^\circ 28'$	0,1870	0,0014	0,0942	0,985
70°	$37^\circ 53'$	0,3120	0,0410	0,1765	0,768
80°	$40^\circ 04'$	0,5501	0,2348	0,3925	0,402
90°	$40^\circ 49'$	1,0000	1,0000	1,0000	0,000

ний, имеющих в случае отражения вид $\varrho = \varrho_1 \cdot \varrho_2 \dots \varrho_N$, где ϱ_N — общий коэффициент отражения после N последовательных отражений. При нескольких последовательных отражениях наклонных пучков лучей каждое отражение меняет состояние поляризации пучка, что влияет на коэффициент отражения от следующей поверхности. Поэтому, например, после двух отражений естественного света интенсивность его $J_2 \neq J_0 \varrho^2$, как было бы без поляризации света после первого отражения. Для правильного вычисления J_2 необходимо учитывать поляризацию света и взаимное расположение плоскостей падения на первую и вторую поверхности (подробнее об этом см. [69]). Только при нормальном падении света на все отражающие поверхности или когда углы падения малы, можно вычислять интенсивность после k -го отражения по формуле $J_k = J_0 \varrho^k$.

В оптических системах отражение света от преломляющих поверхностей приводит к двум нежелательным явлениям. Во-первых, отражаемая часть светового потока не участвует в образовании изображения предмета и представляет собой потерю. Если на оптическую систему падает поток F_0 , то после преломления через первую поверхность он уменьшится, вследствие отражения, до величины $F_1 = F_0 - \varrho_1 F_0 = F_0(1 - \varrho_1)$; после второго преломления поток станет равен $F_2 = F_1 - \varrho_2 F_1 = F_0(1 - \varrho_1)(1 - \varrho_2)$ и т. д. При этом поглощение света в средах оптической системы пока не учитывается. Наконец, после всех N преломлений из системы выйдет поток

$$F_{\tau(\varrho)} = F_0 \prod_{k=1}^{k=N} (1 - \varrho_k),$$

где знак \prod обозначает произведение. Индекс ϱ показывает, что здесь учитываются потери света только вследствие отражения. Под числом N понимают не общее число поверхностей системы, а только число поверхностей, граничащих с воздухом, т. е. число несклеенных поверхностей. Отражение от поверхностей склейки линз весьма незначительно (вследствие небольшого различия в показателях преломления оптических стекол) и может часто не учитываться. Так, для поверхности склейки стекол с $n=1,5$ и $n'=1,75$ имеем, согласно (VI,8), что $\varrho=0,006$.

Из последнего выражения для $F_{\tau(\varrho)}$ имеем, что коэффициент пропускания оптической системы при учете только потерь света вследствие отражения

$$\tau(\varrho) = \frac{F_{\tau(\varrho)}}{F_0} = \prod_{k=1}^{k=N} (1 - \varrho_k). \quad (\text{VI},9)$$

Эти потери достигают в оптических системах весьма значительных величин. Полагая в среднем для оптических стекол $\varrho=0,05$,

получаем следующую зависимость коэффициента пропускания $\tau_{(0)}$ от числа N несклеенных поверхностей:

N	2	4	6	8	10
$\tau_{(0)}$	0,90	0,81	0,73	0,66	0,60

Таким образом, потери света в сложных системах достигают 30 ÷ 40% и более.

Вторым нежелательным следствием отражения света является потеря контрастности изображения. Этот недостаток, заключающийся в уменьшении различий в яркостях эле-

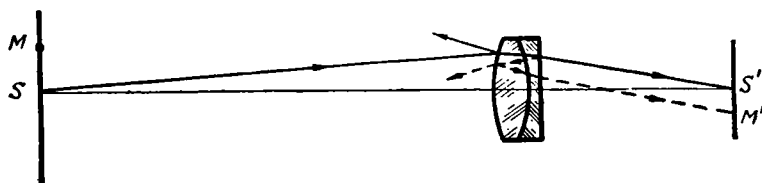


Рис. 79. Потеря контрастности изображения вследствие многократных отражений от поверхностей оптической системы

ментов изображения, играет часто значительно более вредную роль, чем потери света, приводящие к уменьшению величины яркости всего изображения в одинаковое число раз. В отличие от потерь света, связанных с первым отражением от преломляющих поверхностей, потеря контрастности изображения обусловлена вторичными отражениями (рефлексами). Суть дела поясняется рис. 79. Световая энергия, вышедшая из точки S предмета, вследствие вторичных рефлексов не полностью собирается в сопряженной точке S' — часть энергии рассеивается и попадает в другие точки изображения, например M' . Следовательно, относительная разность яркостей в точках M' и S' изображения будет меньше, чем в сопряженных точках M и S предмета — контрастность изображения уменьшена.

Значительное уменьшение коэффициента отражения и, следовательно, увеличение освещенности и контрастности изображения достигается просветлением несклеенных преломляющих поверхностей оптических систем.

Просветление заключается в образовании на преломляющей поверхности одной или нескольких тонких прозрачных пленок, показатели преломления и толщина которых подобраны таким образом, чтобы энергия, отраженная от всех поверхностей пленок, в результате интерференции была близка к нулю. В зависимости от числа пленок различают одно-, двух- и трехслойное просветление.

Нанесение просветляющих пленок на поверхность стекла может производиться тремя способами:

- 1) испарением в вакууме фторидов (MgF_2 , Na_3AlF_6 —криолит) и окислов различных металлов и других соединений последних;
- 2) нанесением из растворов гидролизующихся органических и неорганических соединений кремния, титана, тория и других с последующей обработкой пленки при различных температурах;
- 3) обработкой поверхности стекла растворами кислот с целью удаления некоторых компонентов и получения пористого поверхностного слоя, по составу близкого к кремнезему.

Первый способ, называемый физическим, позволяет получить пленки с достаточно малыми показателями преломления $n_{пл} = 1,2 \div 1,3$, но механическая прочность этих пленок весьма мала. Ввиду этого наиболее широкое промышленное использование нашли второй и третий способы, называемые химическими и дающие высокопрочные пленки.

Однослойное просветление

Пусть на поверхность стекла с показателем преломления n' нанесена пленка с показателем преломления $n_{пл}$ и толщиной d (рис. 80). Пусть, далее, на пленку из среды с показателем преломления n падает гомоцентрический (для простоты—параллельный) монохроматический пучок лучей SAC . В любой точке на первой поверхности пленки, например в точке C , в направлении CO интерферируют два луча: луч SCO , отраженный от первой поверхности, и луч $SABCO$, отраженный от второй поверхности. Эффект интерференции зависит от двух факторов: от разности хода указанных лучей и от их амплитуд. Этот эффект равен нулю, если 1) разность хода лучей $\delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$, где k —любое число натурального ряда, и 2) коэффициенты отражения от обеих поверхностей пленки, пропорциональные квадратам амплитуд отраженных лучей, равны между собой, т. е. $q_1 = q_2$.

Из рис. 80 имеем

$$\begin{aligned} \delta &= (\overline{AB} + \overline{BC}) n_{пл} - \overline{DC} \cdot n = 2 \frac{d}{\cos i'} n_{пл} - \overline{AC} \cdot \sin i \cdot n = \\ &= 2 \frac{d}{\cos i'} n_{пл} - 2d \cdot n \cdot \operatorname{tg} i' \cdot \sin i = (2dn_{пл} - 2dn_{пл} \cdot \sin^2 i') \frac{1}{\cos i'} = \\ &= 2dn_{пл} \cos i'. \end{aligned}$$

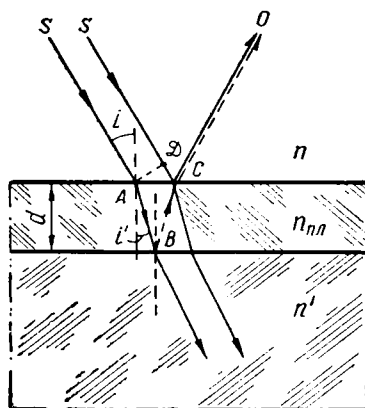


Рис. 80. Принцип просветления преломляющей поверхности

Согласно первому условию

$$\delta = 2dn_{\text{пл}} \cos i' = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

откуда

$$d = \frac{(2k+1)\lambda}{4n_{\text{пл}} \cos i'}. \quad (\text{VI},10)$$

Число k для монохроматического света безразлично. Однако обычно приходится иметь дело со сложными излучениями. В этих случаях общий коэффициент отражения будет наименьшим в случае $k=0$. Это объясняется следующим.

С увеличением числа k увеличивается разность хода лучей δ и длины волн интерференционных максимумов приближаются к той длине волны, для которой выполняется условие (VI,10). Так, если последнее условие выполнено для $\lambda=560$ мкм, причем $i=0$ и $n_{\text{пл}}=1,25$, получаем: при $k=0$, $d=112$ мкм и $\delta=280$ мкм. Интерференционный максимум наступит лишь при далекой от видимого участка спектра длине волны $\lambda=280$ мкм.

При $k=1$, $d=336$ мкм и $\delta=840$ мкм интерференционные максимумы наступят уже при $\lambda = \frac{840}{2} = 420$ мкм и при $\lambda=840$ мкм, т. е. в пределах и вблизи видимого спектра.

При $k=2$, $d=560$ мкм и $\delta=1400$ мкм интерференционные максимумы наступят при двух длинах волн, лежащих в пределах видимого спектра: $\lambda = \frac{1400}{3} = 467$ мкм и $\lambda = \frac{1400}{2} = 700$ мкм.

Соответственно с увеличением k растет коэффициент отражения на краях видимого участка спектра.

Из (VI,10) видно далее, что выполнение условия $\delta=(2k+1)\frac{\lambda}{2}$ возможно только для какого-либо одного значения угла i падения света. Часто берут $i=0$, тогда и $i'=0$.

Из (VI,10) при $k=0$ и $i=0$ получаем

$$d = \frac{\lambda}{4n_{\text{пл}}}. \quad (\text{VI},10')$$

Второе условие—равенство коэффициентов отражения ρ_1 и ρ_2 —может быть выражено на основании (VI,8) так:

$$\left(\frac{n - n_{\text{пл}}}{n + n_{\text{пл}}} \right)^2 = \left(\frac{n' - n_{\text{пл}}}{n' + n_{\text{пл}}} \right)^2,$$

откуда

$$n_{\text{пл}} = \sqrt{n \cdot n'}. \quad (\text{VI},11)$$

Так как для несклеенных поверхностей $n=1$ или $n'=1$, то

$$n_{\text{пл}} = \sqrt{n_{\text{ст}}}. \quad (\text{VI},11')$$

Формулы (VI,10) и (VI,11) показывают, что коэффициент отражения ρ может в принципе снизиться у просветленной поверхности до нуля только для монохроматического излучения и для определенного угла падения. Обычно приходится иметь дело со сложными излучениями, падающими под всевозможными углами в пределах от $i=0$ до $i=i_{max}$. В этих случаях интегральный коэффициент отражения не равен нулю, но он значительно меньше, чем у непросветленных поверхностей. Вместе с тем отражение от просветленных поверхностей имеет селективный характер, что в той или иной мере (в зависимости от числа поверхностей) сказывается на спектральном составе светового потока, прошедшего через оптическую систему.

Выполнение условия (VI,11') связано с возможностью выбора пленкообразующих прозрачных веществ, имеющих необходимые показатели преломления и дающих достаточно прочные и химически устойчивые пленки. Поскольку оптические стекла имеют $n_{ст}=1,47 \div 1,80$, то условие (VI,11') выполняется при показателях преломления просветляющих пленок от 1,21 до 1,34. С этой точки зрения наиболее подходящими веществами являются фториды—фтористый магний и криолит,—имеющие сравнительно низкие и регулируемые показатели преломления. Пленка из фтористого магния имеет, в зависимости от показателя преломления стекла, следующие интегральные коэффициенты отражения для белого света A (см. главу III):

n_D	До 1,55	1,55 \div 1,6	1,6 \div 1,65	1,65 \div 1,7	Свыше 1,7
$\rho\%$	1,6	1,4	1,0	0,9	0,6

Для пленки из криолита имеем:

n_D	До 1,55	1,55 \div 1,6	Свыше 1,6
$\rho\%$	0,7	0,5	0,4

Спектральная кривая отражения пленки из фтористого магния, нанесенной на стекло К8, представлена на рис. 81 (кривая a). Как видно из этой кривой, селективность отражения в видимой области спектра сравнительно невелика.

Таким образом, пленки из фторидов обеспечивают эффективное снижение коэффициента отражения. Однако прочность этих пленок, как было указано, весьма низка, что сильно ограничивает применение физического способа просветления.

При химических способах однослойного просветления получается прочная пленка, но со сравнительно высоким показателем преломления (около 1,45), ввиду чего условие (VI,11') не выполняется и эффективность просветления снижается. На рис. 82 приведены кривые ρ ($n_{ст}$) при различных показателях преломления пленки, из которых видно, насколько значительно увеличивается ρ по мере отступления от условия (VI,11'). Интегральный коэффициент отражения химически просветленной поверхности для белого света A имеет следующие значения:

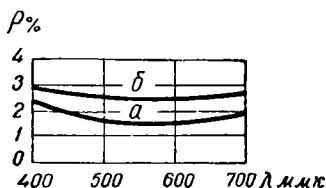


Рис. 81. Спектральные кривые отражения однослойно просветленных поверхностей

Интегральный коэффициент отражения химически просветленной поверхности для белого света A имеет следующие значения:

$n_{ст}$	1,5 ÷ 1,52	1,53 ÷ 1,55	1,56 ÷ 1,6	1,61 ÷ 1,64	1,65 ÷ 1,7	1,71 ÷ 1,75
$\rho\%$	3,1 ÷ 2,7	2,7 ÷ 2,3	2,2 ÷ 2	2 ÷ 1,7	1,7 ÷ 1,4	1,3 ÷ 1

Спектральная кривая отражения такой пленки, нанесенной на стекло К8, для видимой области 400 ÷ 700 мкм приведена на

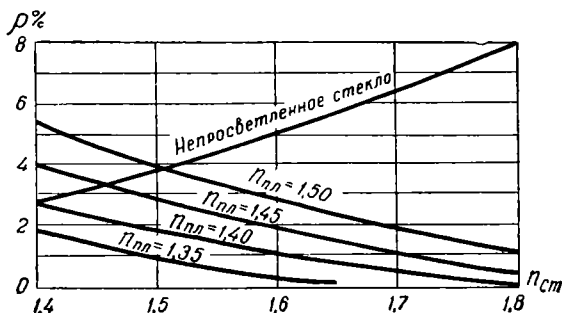


Рис. 82. Зависимость коэффициента отражения от показателей преломления стекла и просветляющей пленки

рис. 81 (кривая б). Та же кривая для спектральной области 200 ÷ 3000 мкм приведена на рис. 89 (кривая а).

Таким образом, химическое однослойное просветление эффективно только для стекол с большими показателями преломления.

Двухслойное просветление

Отсутствие веществ, дающих пленки с достаточно малыми показателями преломления и в то же время механически и химически

прочные, вынудило перейти к двух-и трехслойному просветлению преломляющих поверхностей, позволяющему значительно уменьшить коэффициент отражения стекол с любым показателем преломления.

Получение $\rho=0$ для монохроматического света при двухслойном просветлении может быть осуществлено с помощью различных комбинаций слоев равной или неравной оптической толщины. В первом случае показатели преломления n_1 и n_2 первого и второго слоев должны быть такими, чтобы

$$\frac{n_1}{n_2} = n_{ст}, \quad (VI,12)$$

откуда видно, что первый слой должен иметь в $1,5 \div 1,8$ раза больший показатель преломления, чем второй слой. В случае же комбинаций слоев неравной оптической толщины соотношение (VI,12)

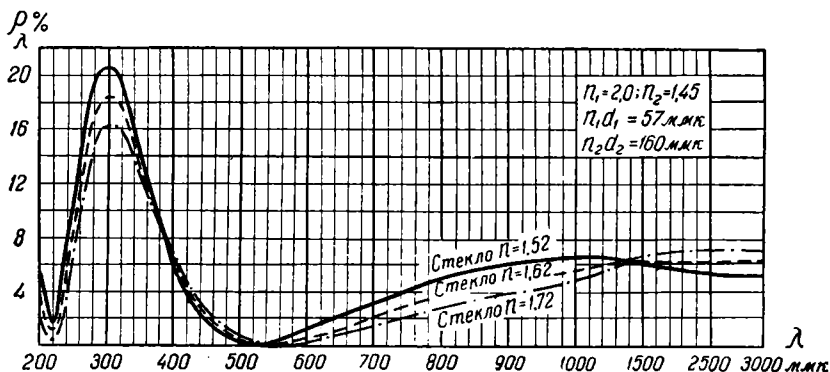


Рис. 83. Спектральные кривые отражения поверхностей с двухслойным просветлением

не сохраняется, но показатель преломления первого слоя остается большим, чем у второго слоя. Подробные сведения о возможных решениях приводятся в работе [45]. Чаще всего первый слой представляет собой двуокись титана ($n=2,0 \div 2,2$), а второй—двуокись кремния ($n=1,44 \div 1,45$).

Существенным недостатком двухслойного просветления является сильная избирательность отражения—для узкого интервала длин волн ρ близок к нулю, для других же длин волн ρ достигает больших значений, могущих быть выше, чем у непросветленных поверхностей (рис. 83). Разумеется, этот недостаток не имеет значения, если падающий свет близок к монохроматическому или когда приемник лучистой энергии чувствителен в узкой спектральной области. В этих случаях применение двухслойного покрытия весьма эффективно снижает ρ . Для широкой же спектральной области эффективность двухслойного просветления не является высокой, в особенности для коротковолновой части спектра.

Для белого света A интегральный коэффициент отражения для всех стекол составляет $1 \div 1,2\%$.

Следует иметь в виду, что в сложных оптических системах, имеющих большое число просветленных поверхностей, резко выраженная селективность отражения двухслойных покрытий может в значительной мере изменить спектральный состав прошедшего через систему светового потока [19].

Трехслойное просветление

Весьма равномерное уменьшение отражения в широкой области спектра до $\rho \approx 0,5\%$, например во всей видимой области, достигается при помощи трехслойного просветления. Наибольший показатель преломления имеет средний слой, наименьший—третий (наружный) слой. Оптические толщины первого и третьего слоев равны около $0,25\lambda$, а второго (среднего) слоя—около $0,5\lambda$.

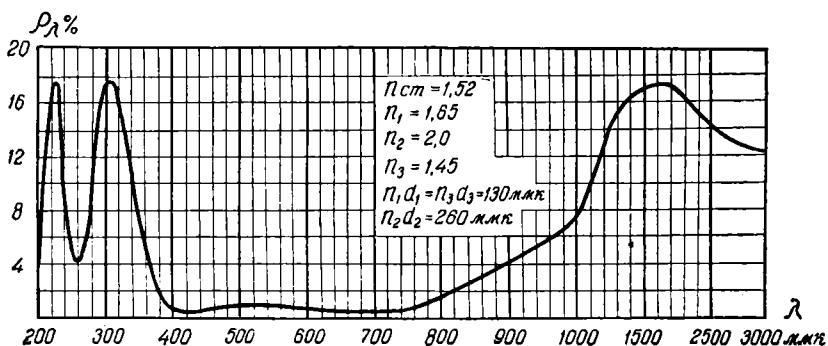


Рис. 84. Спектральная кривая отражения поверхности с трехслойным просветлением

При трехслойном просветлении отказываются обычно от получения $\rho=0$ для какой-либо длины волны, а подбирают параметры пленок таким образом, чтобы получить $\rho \approx \text{const} \approx 0,5\%$ для всего требуемого спектрального интервала.

Трехслойное покрытие наносится из растворов азотнокислотного тория, титанового и кремниевого эфиров. В результате получают пленки из двуокиси титана, кремния, тория и их смесей.

Спектральная кривая отражения поверхности стекла с $n=1,52$ с трехслойным покрытием представлена на рис. 84. Коэффициент отражения практически постоянен во всей видимой области спектра (при указанных на рис. 84 параметрах пленок) и равен около $0,5\%$. Измерения показали, что даже в системах с весьма большим числом трехслойно просветленных поверхностей спектральные составы прошедшего и падающего световых потоков практически не отличаются друг от друга.

Подробные данные о спектральном отражении просветленных поверхностей при различных параметрах пленок содержатся в работе [45], откуда заимствованы кривые рис. 83 и 84. Вопросы расчета просветляющих пленок рассматриваются в работе [29].

Поглощение света в прозрачных средах

Преломленная часть светового потока, распространяясь в толще оптически однородной среды, частично поглощается и уменьшается. Степень поглощения принято характеризовать коэффициентом поглощения α для толщины среды в 1 см. Коэффициент пропускания среды толщиной $l_{\text{см}}$ при учете только потерь вследствие поглощения

$$\tau_{(\alpha)} = (1 - \alpha)^{l_{\text{см}}}. \quad (\text{VI},13)$$

Если лучистый поток проходит последовательно через p сред, то

$$\tau_{(\alpha)} = \prod_{m=1}^{m=p} (1 - \alpha_m)^{l_m}, \quad (\text{VI},14)$$

где m —номер среды.

Формулы (VI,13) и (VI,14) верны для неселективных сред или для монохроматических излучений, когда α_m имеет одно определенное значение. Если же среда селективна и на нее падает сложный лучистый поток, то, зная функцию $\alpha(\lambda)$, можно по формулам (VI,13) и (VI,14) вычислить спектральные коэффициенты пропускания $\tau_{\lambda(\alpha)}$ для всех длин волн в пределах требуемого интервала от λ_1 до λ_2 . Интегральный коэффициент пропускания светового потока определится тогда по формуле

$$\tau_{\alpha} = \frac{F_{\tau(\alpha)}}{F_0} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} k_{\lambda} \tau_{\lambda(\alpha)} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} k_{\lambda} d\lambda}, \quad (\text{VI},15)$$

где k_{λ} —относительная спектральная чувствительность приемника (глаза) и Φ_{λ} —спектральная интенсивность лучистого потока.

У оптических стекол интегральный коэффициент поглощения для белого света E в видимой области спектра колеблется в пределах 0,01 ÷ 0,02. Ввиду этого потери света вследствие поглощения обычно невелики.

Определение общего коэффициента пропускания оптической системы

Формулы (VI,9) и (VI,14) дают коэффициенты пропускания при учете только отражения или только поглощения. Общий коэф-

коэффициент пропускания системы из p прозрачных сред определяется по формуле

$$\tau = \tau_{(0)}\tau_{(\alpha)} = \prod_{k=1}^{k=p+1} (1 - \varrho_k) \cdot \prod_{m=1}^{m=p} (1 - \alpha_m)^{l_m}. \quad (\text{VI,16})$$

В ряде случаев оптическая система содержит одно или несколько (N_3) зеркал. В отличие от преломляющих поверхностей, свет, отраженный от зеркал, представляет собой полезную часть потока. Коэффициенты отражения ϱ_3 зеркал надо учесть в качестве множителей в формуле (VI,16). В результате получаем

$$\tau = \prod_{k=1}^{k=p+1} (1 - \varrho_k) \cdot \prod_{m=1}^{m=p} (1 - \alpha_m)^{l_m} \cdot \varrho_3^{N_3}. \quad (\text{VI,17})$$

Для приближенных вычислений τ можно, как было указано, учитывать не все преломляющие поверхности, а только несклеенные (граничащие с воздухом). Далее можно принять для всех поверхностей стекол-кронов $\varrho_{кр} = 0,05$, а для всех стекол-флинтв $\varrho_{фл} = 0,06$. Коэффициент поглощения для всех стекол можно в среднем принять $\alpha = 0,01$. Тогда формула (VI,17) принимает следующий вид:

$$\tau = 0,95^{N_{кр}} \cdot 0,94^{N_{фл}} \cdot 0,99^{l_{см}} \cdot \varrho_3^{N_3}, \quad (\text{VI,17}')$$

где $N_{кр}$ —число несклеенных поверхностей кронов и $N_{фл}$ —число несклеенных поверхностей флинтв, а $l_{см}$ —суммарная толщина всех стекол в $см$. В случае просветленных поверхностей можно для всех них принять $\varrho = 0,015$ при одно- и двухслойном просветлении и $\varrho = 0,005$ —при трехслойном просветлении.

До сих пор при вычислении τ не учитывались вторичные многократные отражения света от поверхностей сред. Общий коэффициент пропускания с учетом вторичных рефлексов может быть определен для одной среды по следующей формуле, получаемой из схемы хода лучей на рис. 85:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{F_\tau}{F_0} = \frac{F_{\tau_1} + F_{\tau_2} + \dots + F_{\tau_N}}{F_0} = \\ &= (1 - \varrho_1) (1 - \varrho_2) (1 - \alpha)^l [1 + \varrho_1 \varrho_2 (1 - \alpha)^{2l} + \varrho_1^2 \varrho_2^2 (1 - \alpha)^{4l} + \dots + \\ &\quad + \varrho_1^N \varrho_2^N (1 - \alpha)^{2Nl}], \end{aligned} \quad (\text{VI,18})$$

где ϱ_1 и ϱ_2 —коэффициенты отражения от первой и от второй поверхностей среды (различные, если предшествующая и последующая среды неодинаковы); N —число учитываемых рефлексов от первой поверхности и l —длина хода луча в среде между поверхностями.

В случае плоскопараллельной пластинки $l = \frac{d}{\cos i'}$, где d —толщина пластинки и i' —угол преломления на первой поверхности.

Вторичные рефлексы незначительно влияют на величину τ . Например, при $q_1=q_2=0,05$, $l=1$ см и $\alpha=0,01$ имеем согласно формуле (VI,18): без учета вторичных рефлексов $\tau=0,893475$; с учетом первого рефлекса от первой поверхности $\tau=0,895624$; с учетом второго рефлекса от первой поверхности $\tau=0,895628$.

Для учета вторичных рефлексов в системе из τ сред следует по формуле (VI,18) вычислить τ для каждой среды, а затем взять их произведение.

Следует учесть, что в формуле (VI,18) принимается путь между каждыми двумя последовательными отражениями постоянным. Это может не иметь места в общем случае среды, ограниченной поверхностями произвольной формы. В этом случае надо вместо величины $2l$, $4l$ и т. д. вычислить истинную длину хода луча в среде.

В оптических системах вычисление τ с учетом вторичных рефлексов не имеет обычно смысла, поскольку дополнительный поток, обусловленный этими рефлексами, не участвует в образовании изображения, а приводит лишь к хаотическому освещению всей площади изображения и к снижению контрастности последнего. Чаще может понадобиться вычислить отдельно величину рассеянного вследствие вторичных рефлексов потока, чтобы определить среднюю «паразитную» освещенность изображения. Это можно сделать последовательным применением для каждой среды той же формулы (VI,18) без первого члена в квадратных скобках (единицы), а именно, коэффициент пропускания рассеянного вследствие вторичных рефлексов потока

$$\tau_{\text{рас}} = (1 - q_1)(1 - q_2)(1 - \alpha)^l [q_1 q_2 (1 - \alpha)^{2l} + q_1^2 q_2^2 (1 - \alpha)^{4l} + \dots + q_1^N q_2^N (1 - \alpha)^{2Nl}]. \quad (\text{VI},19)$$

§ 3. СВЕТОВЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ПРОЕКЦИОННЫХ ПРИБОРАХ

В этом параграфе рассматриваются световые и оптические свойства оптических стекол и зеркально-отражающих слоев, применяющихся для изготовления элементов оптических систем (линз, призм, зеркал). Кроме того, рассматриваются световые свойства целлулоида, служащего часто для изготовления кинофильмов и диапозитивов, и глушеных стекол, применяемых иногда в каче-

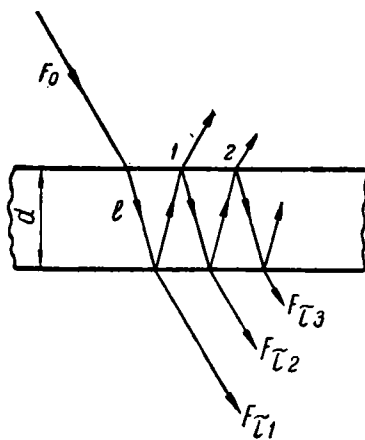


Рис. 85. Схема хода луча для вычисления коэффициента пропускания с учетом вторичных рефлексов

стве светорассеивателей. Светофильтры рассматриваются отдельно в следующем параграфе. Световые свойства материалов, применяемых для изготовления светорассеивающих экранов (отражающих и пропускающих), рассматриваются в специальной главе VII совместно с другими вопросами, касающимися экранов.

1. Оптическое стекло

ГОСТ 3514—57 устанавливает группы и марки оптических бесцветных стекол и их основные характеристики, указанные в приложении 2.

Величины β_C , β_D и β_F обозначают приращения показателей преломления n_C , n_D и n_F при повышении температуры на 1°C (среднее в пределах от -60° до $+20^\circ\text{C}$).

Термооптическая постоянная V_C дается для значений β_C и α в пределах температуры от -60° до $+20^\circ\text{C}$ [14].

Интегральный коэффициент поглощения оптических стекол на 1 см пути для белого света не должен превышать 1,5% и достигает 0,4% у стекол К8, БК10, Ф1 и Ф2. У всех стекол, кроме марок ЛК5, БК13, ТК7, ТК14, ТК21, КФ1, КФ5, ЛФ1, ЛФ10 и ОФ3, коэффициент поглощения может быть ниже 1%.

Оптическое стекло обычно применяется в видимой области спектра, а также в ближних ультрафиолетовом (до 300 мкм) и инфракрасном (до ~ 2 мкм) участках спектра. При наиболее часто применяемых толщинах (свыше 1 мм) оптические стекла непрозрачны для излучений с $\lambda < 300$ мкм. С уменьшением толщины стекла спектральная область пропускания расширяется. В табл. 15 приведены значения спектральных коэффициентов пропускания высококачественного бесцветного стекла в ультрафиолетовой области при разных толщинах.

Таблица 15
Спектральные коэффициенты пропускания бесцветного
стекла в ультрафиолетовой области спектра

λ (мкм)	Коэффициент пропускания τ_λ в процентах при толщинах			
	0,4 мм	2,0 мм	4,0 мм	8,0 мм
400	93,0	91,2	90,2	88,8
380	91,5	91,0	90,0	88,0
360	90,0	90,0	88,0	84,0
340	85,0	82,0	73,0	57,5
320	76,0	55,0	31,7	17,8
300	50,0	10,0	8,0	0
280	15,0	0	0	0
260	0	0	0	0

В тонких слоях стекло может быть прозрачно до 250 и даже до 200 *м.мк.*

В видимой области спектра прозрачность стекла медленно возрастает от $\sim 0,92$ до $\sim 1,0$ по мере увеличения длины волны от 400 до 550—600 *м.мк.*, после чего еще медленнее снижается, достигая для $\lambda=700$ *м.мк.* значения около 0,99. Ввиду этого можно для большинства случаев практики считать пропускание стекла в видимой области спектра неизбирательным. В инфракрасной области пропускание остается весьма высоким—до $\lambda=1 \div 2$ *мк.* ($\tau=0,95 \div 0,90$).

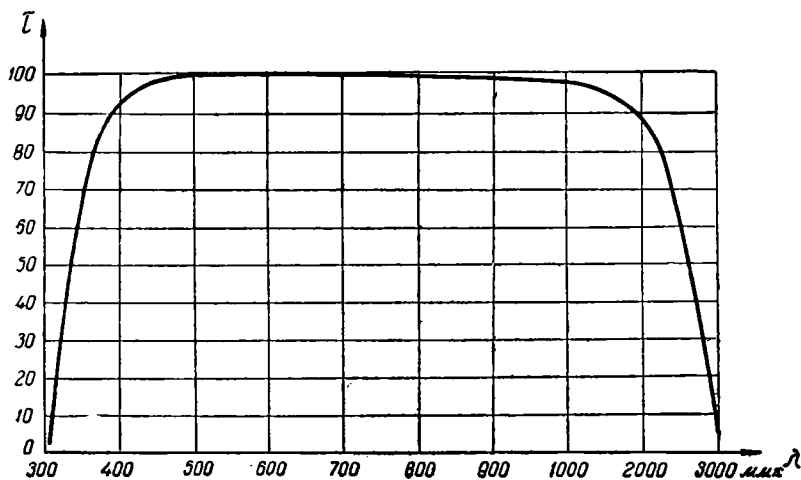


Рис. 86. Усредненная спектральная кривая пропускания оптических стекол для толщины в 1 см

При дальнейшем увеличении длины волны поглощение резко возрастает и при $\lambda=3$ *мк.* коэффициент пропускания снижается до 0,05 \div 0,10.

Усредненная спектральная кривая пропускания оптических стекол для толщины в 1 см приведена на рис. 86.

2. Термически стойкое стекло

В осветительных системах проекционных приборов находят применение термически стойкие стекла, способные выдерживать резкие изменения температуры. Термостойкость стекла тем выше, чем меньше коэффициент расширения.

Наиболее термостойким является кварцевое стекло, изготавливаемое из кремнезема SiO_2 и имеющее высокую температуру плавления—около 1900° . Это стекло может быть нагрето до красного каления и резко охлаждено водой без повреждения: оно длительное время выдерживает температуру до 1000° .

Оптические постоянные кварцевого стекла при температуре 20°C имеют следующие значения:

$$n_D = 1,4586 \pm 4 \cdot 10^{-4}; \quad n_F - n_C = 0,00674 \pm 3 \cdot 10^{-5}; \quad \nu = 68,0.$$

Зависимость показателя преломления от длины волны показана в табл. 16.

Таблица 16

Показатель преломления кварцевого стекла при различных длинах волн

λ (ммк)	185,2	214,4	253,6	280,3	312,5	365,0	404,6
n_D	1,5743	1,5341	1,5053	1,4942	1,4847	1,4747	1,4693
λ (ммк)	434,1	486,1	546,1	589,3	656,3	766,5	1000
n_D	1,4670	1,4633	1,4603	1,4586	1,4566	1,4541	1,4506
λ (ммк)	1800	2600					
n_D	1,4412	1,4285					

Приращения показателей преломления при повышении температуры на 1°C (среднее в интервале от -60° до +20° C) для линий спектра C, D, и F равны:

$$\beta_C = 9,8 \cdot 10^{-6}; \quad \beta_D = 9,9 \cdot 10^{-6}; \quad \beta_F = 10,2 \cdot 10^{-6}.$$

Коэффициент светопоглощения не превышает 0,001.

Коэффициент линейного расширения α , средний в интервале указанных ниже температур, равен:

$$\begin{aligned} \text{от } -60 \text{ до } +20^\circ\text{C} & \quad \alpha = 2,1 \cdot 10^{-7} \\ \text{от } +20 \text{ до } +100^\circ\text{C} & \quad \alpha = 4,2 \cdot 10^{-7} \\ \text{от } +100 \text{ до } +150^\circ\text{C} & \quad \alpha = 5,2 \cdot 10^{-7}. \end{aligned}$$

Кварцевое стекло обладает повышенной прозрачностью для ультрафиолетовых излучений вплоть до 170 ммк. Оно находит применение во всех тех случаях, когда требуется пропускание излучений с длинами волн от 200 до 3000 ммк. Верхняя граница пропускания лежит около 7 мк [20]. При толщине в 10 мм кварц имеет следующие спектральные коэффициенты пропускания ультрафиолетовых излучений: для $\lambda = 185$ ммк $\tau = 0,16$, для $\lambda = 200$ ммк $\tau = 0,22$, для $\lambda = 220$ ммк $\tau = 0,70$ и для $\lambda = 250$ ммк $\tau = 0,90$.

К другим термически стойким стеклам относятся высококремнеземистые стекла МКР-1 (пирекс), МКР-2 (полупирекс), а также сверхпирекс, содержащие кремнезем SiO_2 в количествах соответственно 67,5, 80,6 и 85,4%.

В табл. 17 приведены основные физические свойства этих стекол.

Таблица 17

Основные физические свойства стекол пирекс

Тип стекла	Показатель преломления n_D	Коэффициент линейного расширения α (не более)	Выдерживаемая температура
МКР-1 (пирекс)	$1,48 \pm 0,01$	$40 \cdot 10^{-7}$	До 350°C
МКР-2 (полупирекс)	$1,49 \pm 0,01$	$55 \cdot 10^{-7}$	

Пирекс применяется в спектральной области пропускания от 350 до 2500 мкм . Последняя величина является одновременно верхней спектральной границей пропускания [20].

3. Зеркала с металлическими отражающими покрытиями

Зеркало представляет собой основу из стекла или металла соответствующей формы, полированная поверхность которой покрывается тонким непрозрачным слоем металла с большим коэффициентом отражения (серебро, алюминий, хром и др.).

Различают зеркала с лицевым и с тыльным покрытием. В первом случае отражающий слой может быть защищен от внешних воздействий только прозрачными пленками.

Отражение от полированных поверхностей металлов имеет следующие особенности:

1) Коэффициент отражения металлов много выше, чем у прозрачных веществ, и может достигать для видимых излучений 0,9 и выше.

2) Отражательная способность металлов даже в видимой части спектра заметно селективна. Как правило, коэффициент отражения возрастает с увеличением длины волны. В ультрафиолетовой области часто имеет место сильное уменьшение ρ . В инфракрасной области большинство металлов обладает очень большими значениями ρ , достигающими 0,98 (у серебра при $\lambda > 1 \text{ мкм}$).

3) Коэффициент отражения ρ весьма мало меняется в зависимости от угла падения света, вплоть до углов около 80° .

4) Коэффициенты отражения для основных плоскостей поляризации мало отличаются между собой и мало меняются при изменении угла падения.

Рассмотрим основные типы зеркал.

а) **Стеклые отражатели с серебряной отражающей поверхностью.** Слой серебра наносится на тыльную поверхность отражателя и защищается от повреждений тонким слоем меди и слоем лака (часто бакелитового). Общий коэффициент отражения в зависимости от прозрачности и толщины стекла находится в пределах от 0,82 до 0,88 (для источника белого света A с цветовой температурой 2854°K). В среднем $\rho = 0,85$. Спектральная кривая отражения серебра представлена на рис. 87. В видимой области спектра серебро имеет наибольший ρ по сравнению с другими металлами.

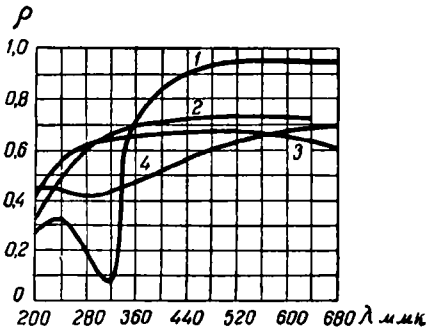


Рис. 87. Спектральные кривые коэффициентов отражения некоторых металлов:

1 — серебро, 2 — алюминий, 3 — хром, 4 — никель

Большое применение находят стеклянные отражатели, покрытые алюминием с лицевой стороны путем осаждения в вакууме. Для защиты отражающего слоя алюминия на него наносят прозрачную пленку подходящего вещества. Наиболее эффективной является пленка окиси кремния SiO толщиной $\sim 0,15$ мк, обладающая высокой механической, термической и химической стойкостью и вместе с тем большой прозрачностью — коэффициент отражения алюминиевой поверхности снижается на 1—2%.

Алюминий имеет высокий коэффициент отражения — для чистого алюминия $\rho = 0,87$, причем в видимой области селективность отражения выражена слабо, как это видно из кривой $\rho(\lambda)$ на рис. 87. Аналогично серебру коэффициент отражения мало меняется с увеличением угла падения — для угла $\sim 80^\circ$ он на 7% меньше максимального (при $i \approx 30^\circ$).

в) **Металлические отражатели** изготавливают тремя способами: 1) нанесением на рабочую поверхность обработанной заготовки из листового металла отражающего слоя из хрома или серебра гальваническим путем; 2) электрохимической обработкой механически изготовленного алюминиевого отражателя для получения прозрачной защитной оксидной пленки толщиной 7—10 мк; 3) гальванопластическим осаждением металла на матрицу из стекла (для получения посеребренных отражателей) или из металла (для получения никелированных отражателей).

Получающиеся этими способами отражатели имеют лицевые покрытия. Для предохранения их от повреждений и коррозии наносятся соответствующие защитные пленки. Серебро защищается таким же слоем окиси кремния, как стеклянные алюминированные отражатели. Алюминий защищается оксидным слоем. Оксидированный алюминий высокой чистоты имеет $\rho = 80 \div 84\%$. Никель также защищается оксидным слоем.

Полированные, гальванически осажденные металлы имеют следующие интегральные коэффициенты направленного отражения:

серебро — $0,88 \div 0,93$;
хром — $0,62$;
никель — $0,55 - 0,60$.

Спектральные кривые коэффициентов отражения этих металлов приведены на рис. 87. Наиболее селективен никель, у которого ρ возрастает от $0,50$ при $\lambda = 400$ мкм до $0,70$ при $\lambda = 680$ мкм.

Отражатели, изготовленные первыми двумя способами, имеют невысокую оптическую точность. Третий способ обеспечивает получение точных отражателей, применяемых главным образом в световых приборах дальнего действия.

Более подробные сведения об отражающих непрозрачных покрытиях (зеркала) излагаются в ведомственной нормали № 103.33.07 «Покрытия оптических деталей», приведенной в работе [4]. Вопросы технологии изготовления отражателей и некоторые их свойства рассматриваются в работе [30].

г) Полупрозрачные зеркала с металлическими покрытиями. В ряде случаев находят применение полупрозрачные зеркала, представляющие собой основу из стекла или иного прозрачного материала (обычно в виде плоскопараллельной пластинки), на которую нанесено светоделительное покрытие из серебра, алюминия, никеля, хрома или золота. Такие зеркала делят падающий световой поток на две части — отражаемую и пропускаемую. Светоделение характеризуется отношением коэффициента отражения ρ к коэффициенту пропускания τ и может быть сделано любым. Потери света на поглощение и рассеяние, как правило, возрастают с уменьшением отношения $\frac{\rho}{\tau}$. Так, для светоделительной призмы куб с полупрозрачным серебряным покрытием путем испарения

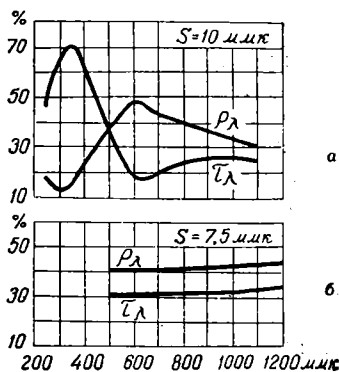


Рис. 88. Спектральные кривые коэффициентов отражения и пропускания полупрозрачных металлических покрытий:

а — из серебра (подложка кварц) при $\rho/\tau = 1 : 1$, б — из алюминия (подложка полевой шпат) при $\rho/\tau = 1 : 3$.

имеем, что при $\frac{\rho}{\tau}=4:1, 3:1; 2:1; 1:1$ и $1:2$ потери света соответственно равны: 15; 15; 16; 17 и 20%.

Для алюминиевого покрытия путем испарения при $\frac{\rho}{\tau}=5:1, 4:1; 3:1, 2:1, 1:1, 1:2, 1:3, 1:4$ и $1:5$ потери света соответственно равны в %: 28; 30; 30; 31; 35; 35,5; 36; 36 и 36,5.

Спектральные кривые $\rho(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$ для полупрозрачных покрытий из серебра при $\frac{\rho}{\tau}=1:1$ и из алюминия при $\frac{\rho}{\tau}=1:3$ представлены на рис. 88.

Подробные сведения о светоделительных покрытиях содержатся в упомянутой ведомственной нормали № 103.33.07 (см. [1]).

4. Интерференционные зеркала

В отличие от зеркал с непрозрачными металлическими отражающими покрытиями, интерференционные зеркала имеют один или несколько (до 11 и более) тонких слоев из прозрачных диэлектриков, подобранных таким образом, чтобы в результате интерференции света получить максимальное отражение в требуемой спектральной области.

Важнейшими преимуществами интерференционных зеркал являются: а) отсутствие потерь света, связанных с поглощением, и б) возможность варьировать в широких пределах спектральные кривые коэффициента отражения. Кроме того, использование слоев с различными показателями преломления и оптическими толщинами дает возможность получить светоделители, обладающие свойствами своеобразных светофильтров, которые могут служить для работы как в отраженном, так и в проходящем свете.

Для получения интерференционного зеркала с однослойным покрытием показатель преломления слоя должен быть выше, чем показатель преломления стекла, на которое наносится слой. При этом коэффициент отражения тем выше, чем больше показатель преломления слоя. Используя в качестве материала для слоя двуокись титана с показателями преломления $2,0 \div 2,2$, можно получить зеркала с коэффициентом отражения до $\sim 0,25$. Спектральная кривая такого зеркала с максимумом отражения в видимой области спектра представлена на рис. 89 (кривая 1).

Повышение коэффициента отражения до $0,50 \div 0,95$ достигается нанесением многослойных пленок, состоящих из $3 \div 11$ чередующихся слоев с высоким и низким значениями показателя преломления и одинаковой оптической толщины. Чем больше разность показателей преломления чередующихся слоев и их число, тем выше максимальное значение коэффициента отражения. Вместе с тем увеличение числа слоев приводит к усилению избирательного характера отражения света.

В качестве материалов для многослойного покрытия приме-

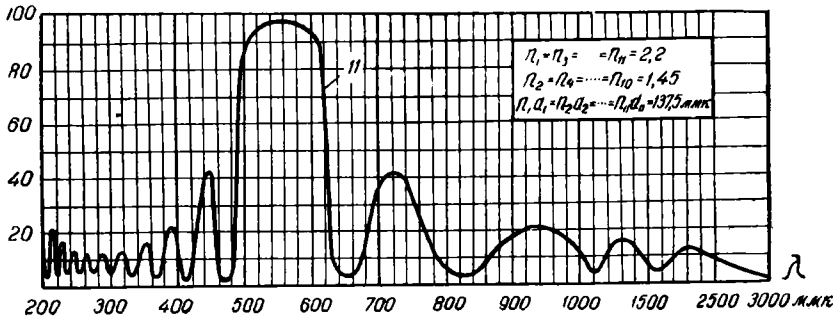
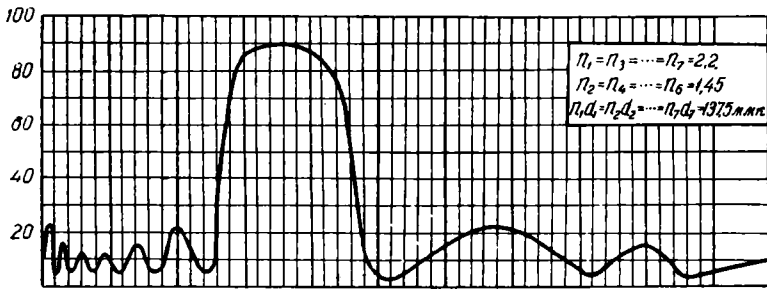
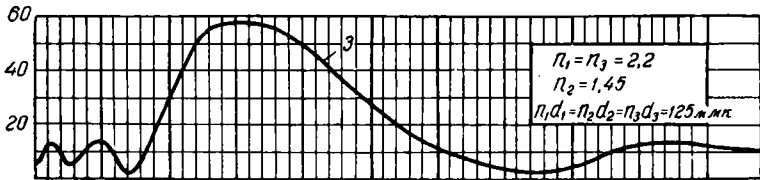
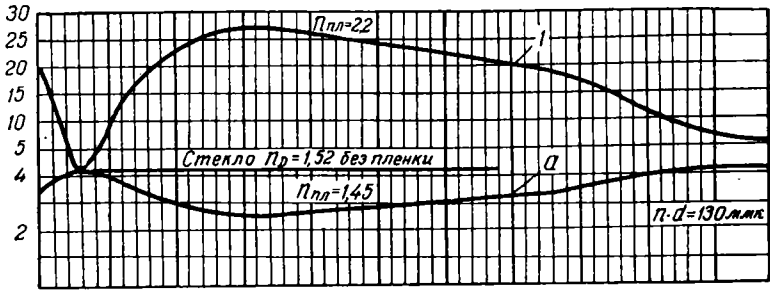


Рис. 89. Спектральные кривые коэффициентов отражения интерференционных зеркал. Цифрами на кривых указаны соответствующие числа слоев

няют двуокись титана с $n=2,2$ и двуокись кремния с $n=1,45$. Спектральные характеристики отражения интерференционных зеркал с 3-, 7- и 11-слойными покрытиями, рассчитанных для максимального отражения видимого света, представлены на рис. 89. Как видно из этих кривых, с увеличением числа слоев суживается спектральная область максимального отражения, но величина максимума делается большей.

Изменением оптической толщины слоев можно смещать максимум отражения по спектру. Спектральные кривые отражения интерференционных зеркал при различных оптических толщинах слоев приводятся в работе [45].

5. Целлулоид

Целлулоид до сих пор служит одним из основных материалов для изготовления основы киноплёнки. Он представляет собой пластифицированную нитроцеллюлозу, пластификатором которой служит камфара.

Коэффициент пропускания целлулоида составляет 0,70 при толщине 3 мм, 0,82—при толщине 1,5 мм и 0,93—при толщине 0,15 мм.

Спектральная граница пропускания целлулоида толщиной 0,15 мм лежит вблизи 290 мкм. В видимой области спектра целлулоид обладает практически равномерным пропусканием.

Показатель преломления целлулоида $n_D=1,47$, коэффициент дисперсии $\nu=65$, коэффициент линейного теплового расширения $\alpha=1 \cdot 10^{-4}$.

Целлулоид обладает легкой воспламеняемостью и быстрым старением, особенно под действием ультрафиолетовых излучений. Под действием света целлулоид теряет эластичность и прозрачность. При температуре 80°С целлулоид размягчается; при 110—115° начинается разложение, предшествующее воспламенению; при 125° целлулоид воспламеняется.

6. Глушеное стекло

Глушеное стекло применяется в качестве светорассеивателя. Рассеяние света происходит на мельчайших частицах глушащего вещества, распределенных в прозрачном стекле. В качестве глушащих веществ применяются материалы, имеющие показатель преломления, отличный от показателя преломления стекломассы, в которую их вводят. К таким веществам относятся фтористые глушители (криолит, плавиковый шпат и др.), фосфорные соединения, окись олова, сурьмы, циркония, окислы мышьяка и др.

Диаметр глушащих частиц колеблется в пределах от 0,2 до 20 мк, причём большая доля частиц имеет диаметр около 1 мк.

Различают три вида глушеных стекол: молочное, опаловое и опалиновое. Их коэффициенты отражения, пропускания и поглощения светового потока представлены в табл. 18.

Таблица 18

**Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения
светового потока глушеных стекол**

Вид стекла	τ (не менее)	ρ (не более)	α (не более)
Молочное	0,35	0,50	0,15
Опаловое	0,55	0,35	0,10
Опалиновое	0,70	0,25	0,05

Индикатриссы рассеяния некоторых глушеных стекол представлены на рис. 90.

Молочные стекла обладают неизбирательным отражением и пропусканием светового потока. Опаловое же стекло имеет в отраженном свете голубоватую окраску, а в проходящем свете—красноватую.

Матированные стекла, также применяемые в качестве светорассеивателей, рассматриваются в главе VII, посвященной светорассеивающим экранам.

§ 4. СВЕТОФИЛЬТРЫ

Обычно под светофильтром понимают оптически однородный (не рассеивающий свет) плоскопараллельный слой среды с избирательным поглощением лучистой энергии в той или иной части спектра. Такие светофильтры можно назвать абсорбционными. Излучение требуемой спектральной области выделяется ими (пропускается) путем поглощения излучений остальной части спектра. Поглощенная лучистая энергия превращается в тепло.

В последнее время помимо абсорбционных находят широкое применение и интерференционные светофильтры (светоделители), выделяющие (отражающие или пропускающие) излучение требуемой спектральной области путем пропускания или отражения излучений остальной части спектра.

Существенными особенностями интерференционных светофильтров являются: а) отсутствие заметного светопоглощения и, следовательно, нагревания светофильтра (важно для теплофильтров) и б) возможность использования в некоторых случаях как отраженного, так и пропущенного излучений. Действие интерферен-

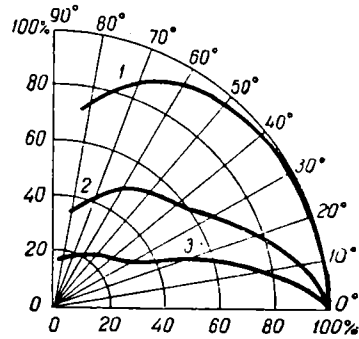


Рис. 90. Индикатриссы рассеяния глушеных стекол:
1—молочное, 2—опаловое, 3—опалиновое

ционных светофильтров основано на интерференции света в тонких слоях, наносимых на прозрачную (для пропускаемого излучения) основу.

Характеристики абсорбционных светофильтров

Основная спектрофотометрическая характеристика абсорбционного светофильтра может быть представлена в виде функции $\tau(\lambda)$ или $D(\lambda)$, т. е. зависимости коэффициента пропускания или оптической плотности от длины волны. Поскольку в различных задачах оказывается удобнее пользоваться то одной, то другой функцией, целесообразно иметь спектрофотометрическую характеристику в обоих видах. В тех случаях, когда имеются значения только одной величины τ_λ или D_λ , переход ко второй величине легко осуществить при помощи табл. 19.

Таблица 19

Оптические плотности и соответствующие им коэффициенты пропускания

D	,00	,01	,02	,03	,04	,05	,06	,07	,08	,09
0,0	1,000	0,977	0,955	0,933	0,912	0,891	0,871	0,851	0,832	0,813
0,1	0,794	0,776	0,759	0,741	0,724	0,708	0,692	0,676	0,661	0,646
0,2	0,631	0,617	0,603	0,589	0,575	0,562	0,549	0,537	0,525	0,513
0,3	0,501	0,490	0,479	0,468	0,457	0,447	0,437	0,427	0,417	0,407
0,4	0,398	0,389	0,380	0,371	0,363	0,355	0,347	0,339	0,331	0,324
0,5	0,316	0,309	0,302	0,295	0,288	0,282	0,275	0,269	0,263	0,257
0,6	0,251	0,245	0,240	0,234	0,229	0,224	0,219	0,214	0,209	0,204
0,7	0,199	0,195	0,191	0,186	0,182	0,178	0,174	0,170	0,166	0,162
0,8	0,158	0,155	0,151	0,148	0,145	0,141	0,138	0,135	0,132	0,129
0,9	0,126	0,123	0,120	0,117	0,115	0,112	0,110	0,107	0,105	0,102
1,0	0,100	0,098	0,095	0,093	0,091	0,089	0,087	0,085	0,083	0,081

В первом столбце таблицы находятся значения оптической плотности D через 0,1, а в верхней строке помещены ее сотые доли. На пересечении строки со столбцом находятся соответствующие значения коэффициента пропускания τ . По таблице могут быть найдены непосредственно значения τ , соответствующие значениям D от 0,01 до 1,09, взятым с точностью до двух знаков после запятой. Если величина D задана с большей точностью, то τ находится путем интерполяции. Если значения D отличаются от табличных целым числом единиц, необходимо лишь увеличить число нулей после запятой в соответствующих значениях τ . Например, значению $D=0,75$ соответствует значение $\tau=0,178$; значению же $D=2,75$ будет соответствовать значение $\tau=0,00178$.

Поскольку величина D_λ для данного вещества зависит от толщины слоя, вводят для характеристики светофильтров еще одну величину—показатель поглощения E_λ . Он представляет собой оптическую плотность при толщине слоя в 1 мм, т. е.

$$E_\lambda = \frac{D_\lambda}{l} = \frac{-\lg \tau_\lambda}{l}, \quad (\text{VI}, 20)$$

где l —толщина слоя в мм.

Величины τ_λ и D_λ учитывают только поглощение в среде. При учете также потерь на отражение от двух поверхностей светофильтра получаем следующие выражения для коэффициента пропускания и оптической плотности:

$$\left. \begin{aligned} \tau'_\lambda &= (1 - \rho)^2 \tau_\lambda, \\ D'_\lambda &= -\lg \tau'_\lambda = D_\lambda + D_\rho = E_\lambda l + D_\rho, \\ \text{где } D_\rho &= -2 \lg (1 - \rho). \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI}, 21)$$

Существенно заметить, что поскольку избирательные свойства светофильтра связаны только с поглощением в среде, то коэффициент отражения ρ и поправка на отражение D_ρ не зависят от длины волны—они зависят только от показателя преломления среды.

Светофильтры могут также характеризоваться длиной волны λ_{\max} , отвечающей максимуму пропускания в рабочей (используемой) части спектра или длиной волны $\lambda_{\text{пред}}$, отвечающей границе пропускания. При этом под «границей пропускания» понимают ту длину волны, для которой коэффициент пропускания в два раза меньше максимального значения.

В ряде случаев представляет также интерес общий, или интегральный, коэффициент пропускания τ светофильтра для данного спектрального состава падающего излучения и для данного приемника излучения.

Обозначив через φ_λ —спектральную интенсивность падающего лучистого потока, τ_λ —спектральный коэффициент пропускания светофильтра и k_λ —относительную спектральную чувствительность приемника, получаем

$$\tau = \frac{\int \tau_\lambda \varphi_\lambda k_\lambda d\lambda}{\int \varphi_\lambda k_\lambda d\lambda}. \quad (\text{VI}, 22)$$

Пределы интегрирования определяются длинами волн, соответствующими спектральным границам функций, стоящих под знаками интегралов. Вычисление интегралов может быть произведено следующим графо-аналитическим способом: в прямоугольной системе координат строятся кривые $\tau(\lambda)$, $\varphi(\lambda)$ и $k(\lambda)$ в произвольных, но известных масштабах по ординате (рис. 91). Затем перемножением ординат φ_λ и k_λ строится кривая $\varphi_\lambda k_\lambda$. Площадь S_1 , ограниченная этой кривой, дает интеграл, стоящий в знаменателе

(VI,22), т. е. падающий эффективный поток. Аналогично перемножением ординат φ_λ , k_λ и τ_λ строится кривая $\varphi_\lambda k_\lambda \tau_\lambda$, площадь S_2 которой дает интеграл, стоящий в числителе (VI,22), т. е. пропущенный эффективный поток. Отношение площадей, ограниченных кривыми $\varphi_\lambda k_\lambda$ и $\varphi_\lambda k_\lambda \tau_\lambda$, дает искомый τ .

Колориметрическая (цветовая) характеристика светофильтров выражается значениями коэффициентов цветности x и y прошедшего через светофильтр белого света A ($T_{\text{ц}}=2854^\circ\text{K}$) и белого

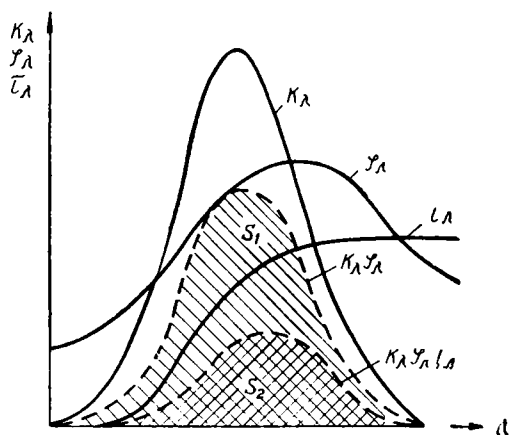


Рис. 91. Построение для вычисления интегрального коэффициента пропускания светофильтра

света B ($T_{\text{ц}}=4800^\circ\text{K}$), а также общим визуальным коэффициентом пропускания. Последний определяется по формуле (VI,22), причем под k_λ понимается функция видности.

Следует заметить, что спектральное поглощение светофильтров изменяется при изменении температуры. Для цветных стекол это изменение имеет обратимый характер при любых температурах ниже 500°C . Повышение температуры приводит, как правило, к сдвигу кривой спектрального поглощения в длинно-волновую область спектра. Этот сдвиг достигает $1 \div 4$ мкм при повышении температуры на 10°C у желтых и красных стекол с крутыми кривыми. У других стекол сдвиг не превышает $0,1 \div 0,5$ мкм. Изменение спектрального поглощения может произойти также под влиянием длительного облучения ультрафиолетовыми лучами.

Классификация абсорбционных светофильтров

По способу изготовления различают следующие группы светофильтров:

- 1) из стекла, окрашенного в массу (цветные стекла);
- 2) желатиновые;

- 3) из окрашенных пластмасс;
- 4) жидкие.

Жидкие светофильтры, неудобные в эксплуатации, находят применение в тех случаях, когда вещества, обладающие требуемой селективностью светопоглощения, не могут быть введены в стекло, желатину или пластмассу. Кроме того, жидкие светофильтры обеспечивают весьма точную воспроизводимость спектральных характеристик. Так, например, жидкие светофильтры совместно с лампой накаливания при $T_n = 2854^\circ\text{K}$ применяются для получения источников белого света *B* и *C*. В первом случае дистиллированная вода окрашивается строго определенными количествами медного купороса, маннита $[\text{C}_6\text{H}_8(\text{OH})_6]$ и пиридина $(\text{C}_5\text{H}_5\text{N})$. Во втором случае применяются сульфат кобальт-аммония $[\text{CoSO}_4(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}]$, медный купорос и серная кислота.

В проекционных приборах иногда применяют в качестве теплофильтра сосуд со стенками из зеркального стекла, наполненный водой. Вода имеет полосы поглощения в темной инфракрасной части спектра, вследствие чего уменьшается нагрев проецируемого объекта (диапозитива, например).

Светофильтры из окрашенных пластмасс, например из органического стекла—полиметилметакрилата, обладают сравнительно большой механической прочностью и не бьются подобно стеклу. Вместе с тем светофильтры из пластмасс не имеют высокой оптической точности и не выдерживают высоких температур. Этим определяется область применения таких светофильтров (для защитных очков, для выделения инфракрасной части спектра).

Желатиновые светофильтры представляют собой тонкую (толщиной 0,05—0,1 мм) желатиновую пленку с введенным в нее органическим красителем. Часто эта пленка наносится на стекло или другую прозрачную подложку или заклеивается между двумя стеклами на канадском бальзаме. Достоинствами желатиновых светофильтров, обусловившими их широкое распространение, являются простота изготовления и большое разнообразие выбора красителей самых различных спектральных свойств. Вместе с тем желатиновые светофильтры обладают малой светостойкостью—под действием света наблюдается выцветание и, следовательно, изменение спектральных свойств. Термостойкость также низка. Желатиновые светофильтры находят применение для освещения фотолабораторий, в кинокопировальной аппаратуре, для равномерного (неселективного) ослабления светового потока, для выделения узких участков спектра и для других целей. Рецептура и спектральные характеристики некоторых желатиновых светофильтров приводятся в работе [55].

Светофильтры из стекла, окрашенного в массе, называемые иначе цветными стеклами, выгодно отличаются от других светофильтров своей светостойкостью и возможностью достижения высокой оптической точности. Характеристики и назначения цветных стекол, выпускаемых отечественной промышленностью,

содержатся в специальном каталоге [42]. Все цветные стекла подразделяются по цвету пропускаемого излучения на следующие группы:

- УФС — ультрафиолетовые стекла (4 марки или типа),
- ФС — фиолетовые стекла (3 марки),
- СС — синие стекла (9 марок),
- СЗС — сине-зеленые стекла (13 марок),
- ЗС — зеленые стекла (5 марок),
- ЖЗС — желто-зеленые стекла (9 марок),
- ЖС — желтые стекла (8 марок),
- ОС — оранжевые стекла (8 марок),
- КС — красные стекла (9 марок),
- ИКС — инфракрасные стекла (3 марки)
- ПС — пурпурные стекла (8 марок),
- НС — нейтральные стекла (10 марок),
- ТС — темные стекла (8 марок),
- БС — белые стекла (9 марок).

Приведем здесь взятые из указанного каталога цветных стекол характеристики теплозащитных светофильтров (теплофильтров) СЗС-14 и СЗС-16 (термостойкий), находящихся применение в проекционных приборах для уменьшения нагрева проецируемого объекта. В табл. 20 приведены значения показателя поглощения

Таблица 20

Показатель поглощения цветных стекол СЗС-14 и СЗС-16

λ (м.мк)	Марка стекла		λ (м.мк)	Марка стекла		λ (м.мк)	Марка стекла	
	СЗС-14	СЗС-16		СЗС-14	СЗС-16		СЗС-14	СЗС-16
240	> 3	> 3	560	0,012	0,043	960	0,621	0,589
260	1,812	> 3	580	0,015	0,052	1000	0,708	0,609
280	0,492	> 3	600	0,020	0,065	1100	0,881	0,615
300	0,173	> 3	620	0,028	0,083	1200	0,883	0,560
320	0,056	1,365	640	0,039	0,109	1300	0,864	0,482
340	0,019	0,394	660	0,053	0,138	1400	0,839	0,382
360	0,007	0,145	680	0,070	0,171	1500	0,790	0,308
380	0,005	0,096	700	0,091	0,210	1800	0,511	0,230
400	0,009	0,057	720	0,114	0,246	2100	0,522	0,200
420	0,013	0,050	740	0,139	0,281	2400	0,465	0,164
440	0,014	0,045	760	0,169	0,320	2700	0,376	0,185
460	0,015	0,039	780	0,201	0,358	3000	0,707	0,325
480	0,014	0,033	800	0,237	0,394			
500	0,011	0,031	840	0,320	0,465			
520	0,012	0,033	880	0,417	0,520	$\rho\%$	4,2	4,2
540	0,012	0,036	920	0,524	0,560	D_0	0,037	0,037

ния E_λ для длин волн от 240 до 3000 мкм, а также коэффициент отражения ρ и поправка оптической плотности на отражение D_s .

На рис. 92 представлены спектральные кривые оптической плотности D_λ и коэффициента пропускания τ_λ стекла СЗС-14 для толщин 1, 2, 3, 5 и 10 мм и стекла СЗС-16 для толщин 1, 2, 3 и 5 мм.

Колориметрические характеристики этих стекол указаны в табл. 21.

Таблица 21

Колориметрические характеристики стекол СЗС-14 и СЗС-16 различной толщины

Колориметрические характеристики	Стекло СЗС-14 толщиной					Стекло СЗС-16 толщиной				
	1 мм	2 мм	3 мм	5 мм	10 мм	1 мм	2 мм	3 мм	5 мм	
Для источника белого света А ($T_{ц} = 2854^\circ\text{K}$)										
Коэффициенты цветности	x	0,443	0,440	0,436	0,429	0,412	0,436	0,424	0,414	0,393
	y	0,410	0,412	0,413	0,417	0,425	0,412	0,417	0,421	0,429
Общий визуальный коэффициент пропускания	$\tau\%$	96,0	92,2	88,6	81,9	67,9	88,1	77,8	68,9	54,5
Для источника белого света В ($T_{ц} = 4800^\circ\text{K}$)										
Коэффициенты цветности	x	0,345	0,343	0,339	0,334	0,318	0,338	0,329	0,320	0,303
	y	0,353	0,353	0,354	0,356	0,367	0,355	0,355	0,358	0,364
Общий визуальный коэффициент пропускания	$\tau\%$	96,4	92,9	89,6	83,5	72,2	89,5	79,5	71,6	58,3

Аналогичные данные приводятся в каталоге цветных стекол для всех 106 содержащихся в нем марок светофильтров.

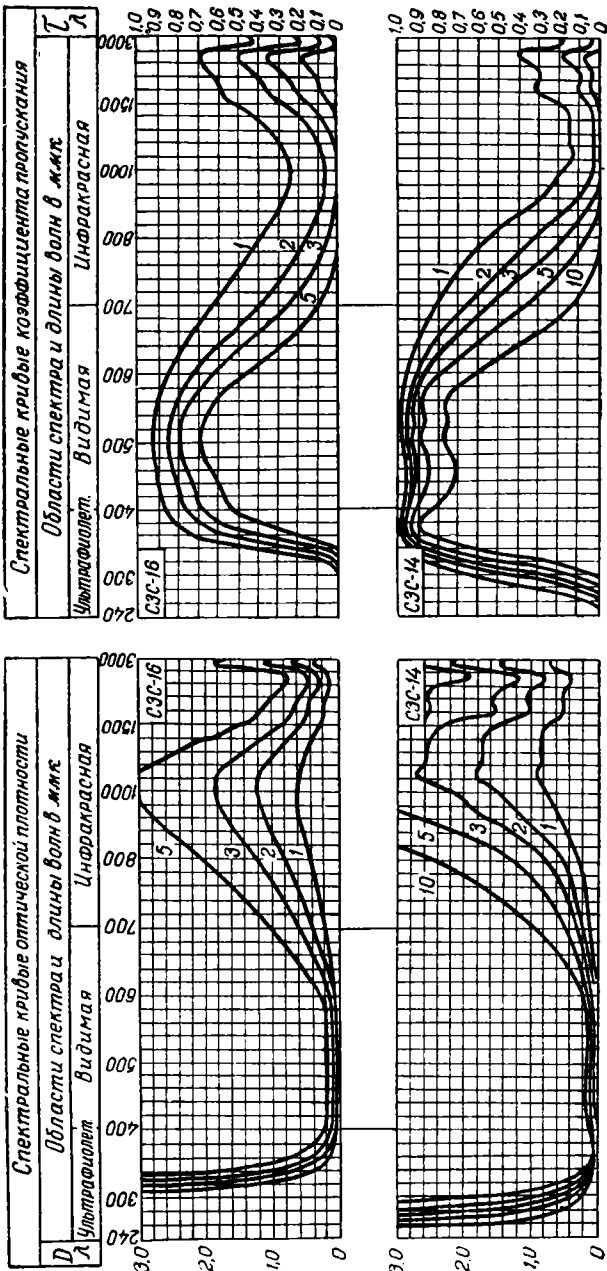


Рис. 92. Спектральные кривые D_λ и τ_λ цветных стекол СЗС-14 и СЗС-16 при различных толщинах в мм

Интерференционные светофильтры

Как было указано выше, интерференционные светофильтры выделяют (отражают или пропускают) излучение требуемой спектральной области путем пропускания или отражения излучения

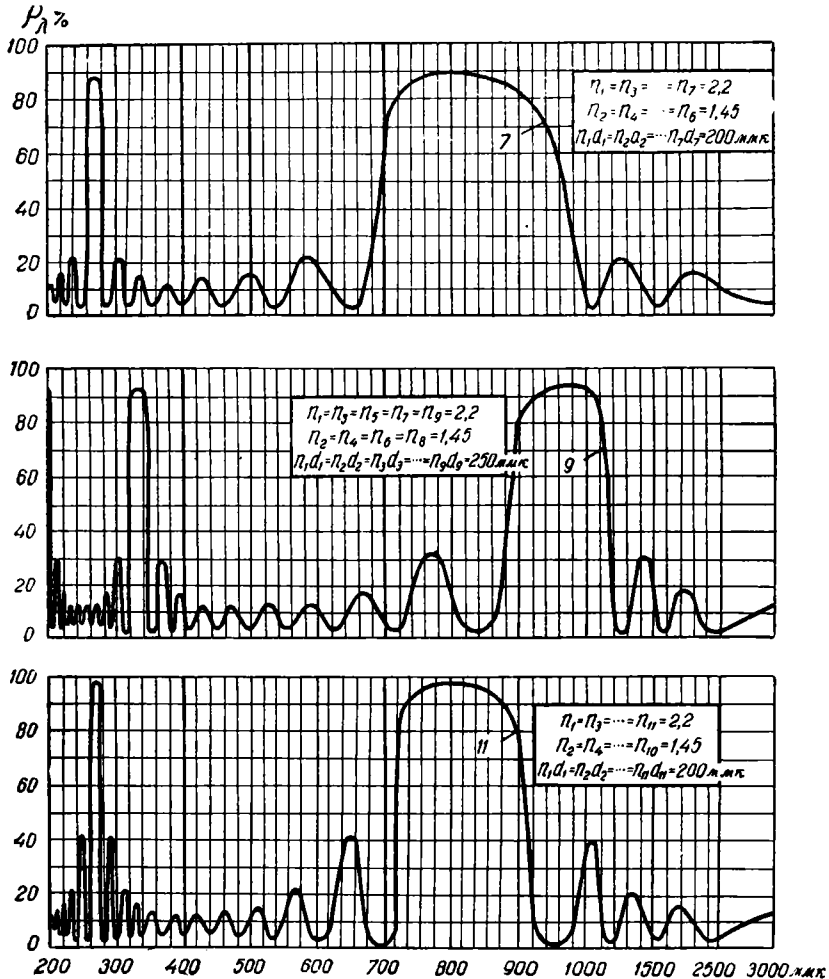


Рис. 93. Спектральные кривые коэффициентов отражения интерференционных теплофильтров, отражающих инфракрасное излучение. Цифрами на кривых указаны соответствующие числа слоев

остальной части спектра. В некоторых случаях используется как отраженное, так и пропущенное излучение. Принцип действия и способы получения интерференционных светофильтров являются такими же, как рассмотренных выше интерференционных зеркал.

Интерференционные светофильтры могут характеризоваться спектральной кривой коэффициента отражения, интегральным коэффициентом отражения q и коэффициентами цветности x и y . Спектральная кривая коэффициента пропускания может быть определена путем вычитания спектрального коэффициента отражения тонкослойного покрытия и спектрального коэффициента поглощения подложки интерференционного светофильтра. Интегральный коэффициент пропускания $\tau = 1 - q - \alpha$, где α — интегральный коэффициент поглощения подложки.

В проекционной (в частности, кинопроекционной) аппаратуре в последнее время нашли широкое применение интерференционные светофильтры, отводящие путем отражения или пропускания инфракрасное излучение в сторону от проецируемого объекта, направляя на последний только видимое излучение. В качестве таких теплофильтров, отражающих видимое излучение и пропускающих инфракрасное излучение, могут служить интерференционные зеркала, спектральные кривые которых приведены на рис. 89.

Спектральные кривые отражения некоторых интерференционных теплофильтров, отражающих инфракрасное излучение и пропускающих видимый свет, приведены на рис. 93.

Г Л А В А С Е Д Ь М А Я

СВЕТОРАССЕИВАЮЩИЕ ЭКРАНЫ. КИНОЭКРАНЫ

§ 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ И КЛАССИФИКАЦИЯ ЭКРАНОВ

Изображение предмета (почти всегда плоской картины), даваемое проекционным прибором, в большинстве случаев предназначается для одновременного рассматривания многими наблюдателями. Последнее делается возможным благодаря применению светорассеивающего экрана, устанавливаемого в плоскости изображения.

В большинстве случаев применяется проекция «на отражение», т. е. в условиях, когда наблюдатели расположены с той стороны экрана, на которую падает световой поток проекционного прибора. В таких установках используются экраны, отражающие свет.

В ряде случаев применяется также проекция «на просвет», т. е. в условиях, когда наблюдатели расположены со стороны экрана, противоположной падающему световому потоку. В этих случаях используются экраны, пропускающие свет. Они называются иногда просвечивающими, или просветными, экранами, или экранами на просвет. Поскольку, однако, в этих экранах используется явление, имеющее общепринятое название «пропускание света», то по аналогии с отражающими экранами их естественно называть пропускающими экранами.

Важнейшим требованием к проекционной установке является обеспечение достаточно большой и достаточно равномерной яркости всех участков изображения на экране* во всех используемых направлениях, т. е. во всех направлениях, в которых находятся глаза наблюдателей. Особое значение это требование имеет в кинопроекторных установках.

В выполнении указанного требования значительную роль играет экран. Действительно, от проекционного прибора зависят только величина и степень равномерности освещенности экрана. Величина же и степень равномерности видимой яркости изображения зависит в большей мере также от экрана—от характера рассеяния (распределения) отражаемого или пропускаемого светового потока в пространстве и от величины коэффициента отражения ρ или пропускания τ .

* Имеется в виду изображение только освещенной рамки для проецируемого объекта, сам же объект отсутствует.

Очевидно, наилучшее использование светового потока проекционного прибора и наибольшая видимая яркость изображения будут иметь место в том случае, когда этот поток отражается (или пропускается) каждым участком экрана с наименьшими потерями и рассеивается им равномерно в ограниченном телесном угле, охватывающем только используемые направления. Такой экран может быть назван и д е а л ь н ы м.

Если же световой поток рассеивается экраном равномерно по всем направлениям пространства (в пределах половины сферы), то световой поток в значительной мере не используется. Соответственно и видимая яркость изображения на таком д и ф ф у з и о м экране будет ниже.

Промежуточное положение между идеальным (в указанном смысле) и диффузными экранами занимают экраны, рассеивающие в пределах используемого телесного угла значительную часть отражаемого (или пропускаемого) светового потока.

Из сказанного понятно, что чем меньше фактический угол светорассеяния экрана превосходит используемый угол рассеяния и чем равномернее яркость в пределах последнего, тем эффективнее экран, тем больше видимая яркость всех участков изображения для всех наблюдателей при одной и той же освещенности экрана.

Однако самой характеристики светорассеяния, т. е. формы фотометрического тела яркости, может оказаться недостаточным для определения эффективности экрана—важно еще знать, как направлен световой поток, рассеянный каждым элементом поверхности экрана относительно расположения наблюдателей. Если ось фотометрического тела яркости направлена в сторону от расположения наблюдателей, то используемой окажется лишь незначительная часть потока. Наибольшая яркость всех участков экрана во всех используемых направлениях будет иметь место при выполнении условия, что для каждого элемента поверхности экрана ось телесного угла, в пределах которого рассеивается световой поток, направлена приблизительно к центру расположения наблюдателей (зрительских мест).

Любой экран, независимо от своеобразия его характера светорассеяния, можно всегда расположить так, чтобы указанное условие было выполнено по крайней мере для центра экрана. Такое расположение будет в дальнейшем всегда подразумеваться при рассматривании яркостных характеристик экранов. В ряде случаев возможно путем придания экрану специальной (искривленной) формы приблизиться к выполнению названного условия для всех точек экрана.

Таким образом, важнейшей характеристикой экрана является характеристика распределения отражаемого или пропускаемого светового потока в пространстве относительно расположения наблюдателей.

Исчерпывающей характеристикой светорассеяния экрана, как и всякой поверхности, при данном угле падения света является

фотометрическое тело или кривые коэффициента яркости $r(\alpha)$. Однако непосредственное сопоставление кривых $r(\alpha)$ двух или нескольких экранов не всегда позволяет определить, какому из них следует отдать предпочтение. Кроме того, кривые $r(\alpha)$ в непосредственном виде неудобны для описания основных свойств экранов, их сравнительной оценки и указания области их применения. Для этих целей необходимы некоторые обобщенные показатели светорассеяния экранов, достаточно полно их характеризующие.

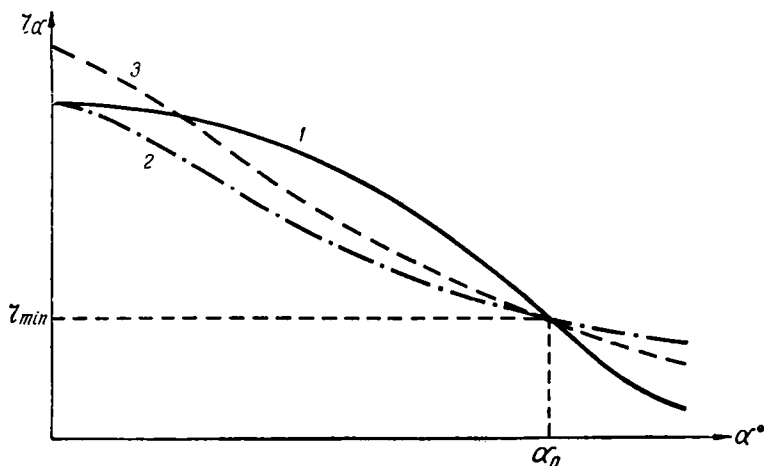


Рис. 94. Схематические кривые r_α , поясняющие значение усредненного коэффициента яркости \bar{r}

В настоящее время принято экраны характеризовать величиной полезного угла рассеяния $2\alpha_n$ и значениями r_{max} и r_{min} . Под величиной $2\alpha_n$ понимают угол, в пределах которого коэффициент яркости не снижается ниже известного значения, обычно около 0,7 или 0,5 r_{max} . В некоторых случаях экран имеет различные $2\alpha_n$ в горизонтальной и вертикальной плоскостях; тогда они указываются оба.

Нетрудно, однако, видеть, что этих величин недостаточно для сравнительной оценки двух экранов. Так, кривая 1 на рис. 94 является значительно лучшей характеристикой светорассеяния, чем кривая 2. Между тем им соответствуют одинаковые $2\alpha_n$, r_{max} и r_{min} . Экраны, которым соответствуют кривые 1 и 3, имеют в пределах $2\alpha_n$ первого равные r_{min} , но разные r_{max} . Из этого следует, как будто, что в случае приемлемости отношений r_{max}/r_{min} обоих экранов, экран 3, имеющий больший r_{max} , является лучшим. Между тем лучшим в данном случае является экран 1, так как при одинаковой величине светового потока, отражаемого в пределах $2\alpha_n$, он обладает более равномерным рассеянием.

Из этих примеров видно, что недостаточность величин $2\alpha_n$, r_{max} и r_{min} для характеристики экранов заключается в том, что они

не учитывают форму кривых $r(\alpha)$. В свою очередь, форма кривой $r(\alpha)$ определяется при данных r_{max} и r_{min} степенью концентрации отражаемого светового потока в пределах полезного угла рассеяния, — чем больше этот световой поток, тем для большей части угла рассеяния выше яркость. Следовательно, необходима еще одна характеристика, определяющая указанную концентрацию светового потока. В качестве такой характеристики может служить усредненный в пределах полезного угла рассеяния коэффициент яркости \bar{r} [75]. Под последним будем понимать такое значение коэффициента яркости, которое имело бы место, если бы отражаемый в пределах полезного угла рассеяния световой поток рассеивался равномерно.

Указания величин $2\alpha_{п}$ и \bar{r} , а также показателя равномерности светорассеяния $p = \frac{r_{min}}{r_{max}}$ вполне достаточно для сравнительной оценки экранов по крайней мере с точки зрения яркостных характеристик их центральных участков, для которых ось фотометрического тела коэффициента яркости направлена к центру расположения наблюдателей. Так, из двух экранов 1 и 2 (см. рис. 94) с одинаковыми $2\alpha_{п}$ и p лучшим является экран 1, имеющий большее значение \bar{r} ; из двух экранов 1 и 3, имеющих одинаковые \bar{r} в пределах равных углов рассеяния, лучшим является экран 1, у которого больше величина p . Вообще из двух экранов, имеющих в пределах требуемого (используемого) угла рассеяния разные \bar{r} и p , лучшим является тот, у которого больше \bar{r} , если только величина p обеспечивает требуемую равномерность яркости различных участков экрана для всех точек наблюдения.

Заметим, что в последнее время применительно к киноэкранам наряду с коэффициентом яркости r пользуются величиной, показывающей, во сколько раз яркость данного экрана в данном направлении больше яркости диффузного экрана, имеющего такой же общий коэффициент отражения ρ и такую же освещенность. Эту величину иногда называют «выигрышем в яркости G » [101]. Очевидно, $G = \frac{r}{\rho}$. Аналогично \bar{r} можно говорить и об усредненной величине G .

Рассмотрим методику определения усредненного коэффициента яркости \bar{r} . Условимся определять этот коэффициент всегда для случая нормального падения света, поскольку кривые $r(\alpha)$ зависят (в общем случае) от угла падения света на рассеивающую поверхность. При нормальном падении света все экраны, за исключением растровых (см. ниже), имеют фотометрическое тело $r(\alpha)$, симметричное относительно нормали к экрану. Для растровых экранов нормаль представляет собой линию пересечения двух плоскостей симметрии фотометрического тела $r(\alpha)$.

Пусть полезные углы рассеяния экрана в горизонтальной и вертикальной плоскостях равны $2\alpha_s$ и $2\alpha_m$ (рис. 95). В произволь-

ном сечении телесного угла $2\alpha_s \times 2\alpha_m$ построим систему прямоугольных координат xoy с вершиной на нормали к поверхности экрана.

Выделим элементарный телесный угол $d\Omega$, опирающийся на прямоугольный элемент $dx \cdot dy$ сечения телесного угла.

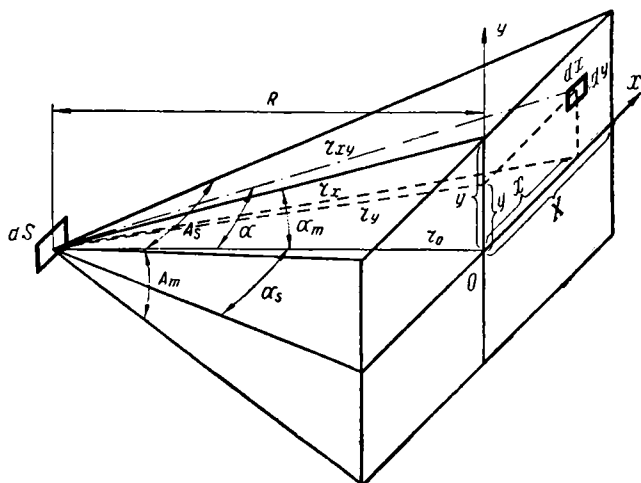


Рис. 95. Схема и обозначения для вывода формулы (VII, 3) усредненного коэффициента яркости

Согласно обозначениям на рис. 95 имеем:

$$d\Omega = \frac{dx \cdot dy \cdot \cos^3 \alpha}{R^2}.$$

Световой поток, распространяющийся в пределах $d\Omega$

$$d^2F = dI_{\alpha} d\Omega = B_{xy} \cdot dS \cdot \cos \alpha \cdot d\Omega = B_{xy} \cdot dS \frac{dx \cdot dy}{R^2} \cos^4 \alpha,$$

где dS —центральный элемент площади экрана.

Так как

$$\cos \alpha = \frac{R}{\sqrt{x^2 + y^2 + R^2}}, \quad \text{а} \quad B_{xy} = B_0 r_{xy},$$

где B_0 —яркость абсолютно белой поверхности, то весь световой поток, отражаемый в пределах телесного угла $2\alpha_s \times 2\alpha_m$, т. е. проходящий через сечение $4XY$ телесного угла, равен

$$dF = 4dSB_0 \int_0^x \int_0^y r_{xy} \frac{dx \cdot dy}{(x^2 + y^2 + 1)^2}, \quad (\text{VII, 1})$$

причем произвольное расстояние R принято равным единице.

Если бы этот же световой поток рассеивался в пределах телесного угла $2\alpha_s \times 2\alpha_m$ равномерно, то коэффициент яркости $r_{xy} = \text{const} = \bar{r}$

и согласно (VII,1)

$$dF = 4dSB_0\bar{r} \int_0^x \int_0^y \frac{dx \cdot dy}{(x^2 + y^2 + 1)^2}.$$

Решение этого интеграла имеет следующий вид [53]:

$$dF = \bar{r}B_0dS (A_m \sin \alpha_s + A_s \sin \alpha_m), \quad (\text{VII},2)$$

где A_m и A_s — плоские углы, выраженные в радианах (см. рис. 95).

Из равенства правых частей (VII,1) и (VII,2) получаем, что

$$r = \frac{4 \int_0^x \int_0^y r_{xy} \frac{dx \cdot dy}{(x^2 + y^2 + 1)^2}}{A_m \sin \alpha_s + A_s \sin \alpha_m}. \quad (\text{VII},3)$$

Вычисление интеграла, стоящего в числителе, может быть приближенно произведено путем замены интегрирования суммированием. При этом величины Δx и Δy могут быть выбраны различными (но достаточно малыми) в разных участках сечения телесного угла, в зависимости от крутизны фотометрического тела коэффициента яркости.

Формула (VII,3) одинаково относится как к экранам с симметричным относительно нормали светорассеянием, так и к растровым экранам с несимметричным светорассеянием. Для первых экранов значения r_{xy} определяются непосредственно по кривой $r(\alpha)$, имея в виду, что

$$\alpha = \arctg \sqrt{x^2 + y^2}.$$

В случае же растровых экранов определение значений r_{xy} по приводимым обычно яркостным характеристикам $r(\alpha_{\text{гор}})$ и $r(\alpha_{\text{верт}})$ в горизонтальной и вертикальной плоскостях может быть произведено следующим образом.

Имея в виду, что при $R = 1$, $tga_{\text{гор}} = x$ и $tga_{\text{верт}} = y$, построим по кривым $r(\alpha_{\text{гор}})$ и $r(\alpha_{\text{верт}})$ в пространственной прямоугольной системе координат кривые $r(x)$ и $r(y)$, как это показано на рис. 96. По этим кривым может быть приближенно построено фотометрическое тело коэффициента яркости, исходя из допущения, что в любой меридиональной плоскости M_1, M_2 и т. д. (пересекающей экран по вертикали) или сагиттальной плоскости S_1, S_2 и т. д. (пересекающей экран по горизонтали) относительная зависимость $r(\alpha)$ имеет такой же характер, как соответственно в вертикальной и горизонтальной плоскостях Nov и Nox , проходящих через нормаль к экрану. При этом имеем, что

$$\frac{r_{xy}}{r_y} = \frac{r_x}{r_0} \quad \text{или} \quad \frac{r_{xy}}{r_x} = \frac{r_y}{r_0},$$

где индексы при r указывают его направление (см. рис. 95). Следовательно, искомый коэффициент яркости

$$r_{xy} = \frac{r_x \cdot r_y}{r_0} . \quad (\text{VII},4)$$

Для сравнительной оценки экранов с симметричным относительно нормали светорассеянием можно определять значение r в пределах телесного угла круглого сечения, что значительно

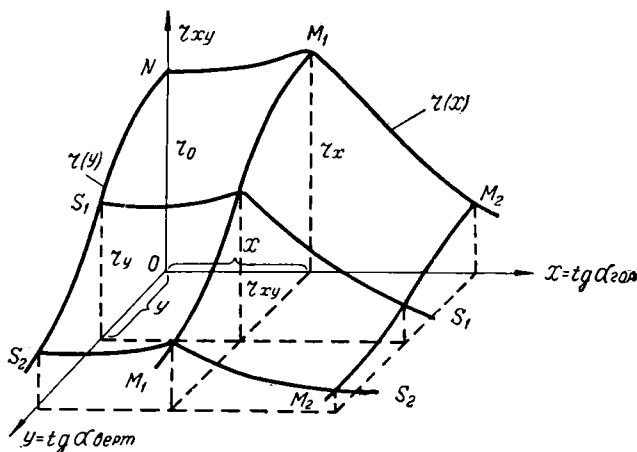


Рис. 96. Построение фотометрического тела коэффициента яркости

облегчает вычисление \bar{r} . В этом случае из основных соотношений между фотометрическими величинами получаем, что

$$dF = \pi B_0 dS \int_0^{\alpha_H} r_\alpha 2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha . \quad (\text{VII},5)$$

Если бы этот же световой поток рассеивался в пределах полезного угла рассеяния равномерно, то коэффициент яркости $r_\alpha = \text{const} = \bar{r}$ и согласно (VII,6):

$$dF = \pi B_0 dS \cdot \bar{r} \cdot \sin^2 \alpha_H . \quad (\text{VII},6)$$

Из равенства правых частей (VII,5) и (VII,6) получаем, что усредненный коэффициент яркости

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{\alpha_H} r_\alpha \cdot 2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha}{\sin^2 \alpha_H} . \quad (\text{VII},7)$$

Интеграл, стоящий в числителе (VII,7), удобно решать графическим путем. Для этого строятся в прямоугольных координатах

и в одинаковых масштабах кривые r_α и $2 \sin \alpha \cos \alpha$ (рис. 97). Перемножением ординат этих кривых получаем кривую $r_\alpha 2 \sin \alpha \times \cos \alpha$. Площадь, ограниченная этой кривой в пределах α_p , дает значение искомого интеграла (см. заштрихованную площадь).

Итак, обобщенными характеристиками светорассеяния экрана могут служить величины полезного угла рассеяния $2\alpha_p$, усредненного коэффициента яркости \bar{r} и показателя равномерности светорассеяния $p = \frac{r_{\min}}{r_{\max}}$.

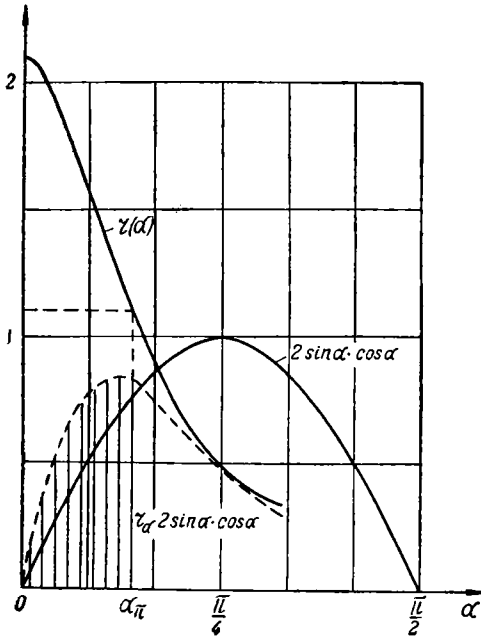


Рис. 97. Построение для вычисления интеграла, входящего в формулу (VII,7)

Экраны характеризуют также интегральным коэффициентом отражения ρ (для отражающих экранов) или коэффициентом пропускания τ (для пропускающих экранов), определяющими общие потери света на самих экранах.

Кроме этих величин полезно характеризовать экраны также коэффициентами полезного светораспределения η и полезного действия ν , показывающими, какие доли составляет световой поток, отражаемый в пределах полезного угла рассеяния, от всего отражаемого и всего падающего потока [34], т. е.

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{F_{\text{полезн. отраж}}}{F_{\text{полн. отраж}}} \quad \text{и} \quad \nu = \frac{F_{\text{полезн. отраж}}}{F_{\text{пад}}}, \\ \text{так как } F_{\text{пад}} &= \frac{F_{\text{полн. отраж}}}{\rho}, \quad \text{то } \nu = \eta \cdot \rho. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII,8})$$

Если величина \bar{r} известна, то коэффициент η может быть вычислен по следующим формулам:

а) в пределах телесного угла прямоугольного сечения (из формул (VII,1), (VII,3) и (VII,8))

$$\eta = \frac{\bar{r}}{\pi \cdot \rho} (A_m \cdot \sin \alpha_s + A_s \cdot \sin \alpha_m); \quad (\text{VII,9})$$

б) в пределах телесного угла круглого сечения при симметрич-

ном относительно его оси светораспределения (из формул (VII,5), (VII,7) и (VII,8))

$$\eta = \frac{\bar{r}}{\rho} \sin^2 \alpha_{\pi}. \quad (\text{VII,9}')$$

Если экран предназначен для проекции цветных объектов, в частности цветных кинофильмов, то большое значение приобретает спектральная характеристика отражения $\rho(\lambda)$ или пропускания $\tau(\lambda)$. Требуется, очевидно, чтобы отражение или пропускание было по возможности менее селективным.

Укажем здесь также на частное требование, предъявляемое к экранам для стереоскопической проекции поляризационным методом. Такие экраны не должны в заметной мере деполаризовать падающий на них поляризованный свет. Степень деполаризации света является существенной характеристикой таких экранов.

Классификация экранов производится обычно по важнейшей их характеристике—светораспределению.

В настоящее время можно все существующие экраны отнести к следующим основным группам:

1) идеально-рассеивающие (диффузные) экраны, отражающие (полотняные беленые, баритовые, магниевые и др.);

2) рассеивающие экраны, отражающие (алюминированные, жемчужные или бисерные и др.);

3) направленно-рассеивающие экраны пропускающие (из шелковой ткани, пропитанной специальным лаком, из полупрозрачных пластмасс, матовые стекла и др.);

4) экраны со специальным светораспределением (растровые).

§ 2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЭКРАНОВ

1. Диффузные отражающие экраны

Экраны, называемые диффузными, обычно не являются строго идеально рассеивающими—коэффициент яркости остается лишь приблизительно постоянным и только в пределах угла до $\pm 50\div 60^\circ$ с нормалью. Ввиду этого соотношения между фотометрическими величинами для косинусного излучателя лишь приближенно верны для таких экранов. В частности, коэффициент яркости в пределах полезного угла рассеяния несколько больше интегрального коэффициента отражения.

Если задана функция $r(\alpha)$, то общий коэффициент отражения ρ может быть вычислен по формуле

$$\rho = \int_0^{\frac{\pi}{2}} r_{\alpha} \cdot 2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha. \quad (\text{VII,10})$$

Этот интеграл отличается от интеграла, стоящего в числителе формулы (VII,7), только пределами интегрирования и может быть вычислен указанным выше графическим способом (см. рис. 97).

Для совершенно диффузного экрана $r_\alpha = \text{const.}$
Тогда получаем из (VII,10), что

$$\rho = r \left| \sin^2 \alpha \right|_0^{\frac{\pi}{2}} = r.$$

На рис. 98 сделано построение для вычисления общего коэффициента отражения наиболее распространенного диффузного экрана,

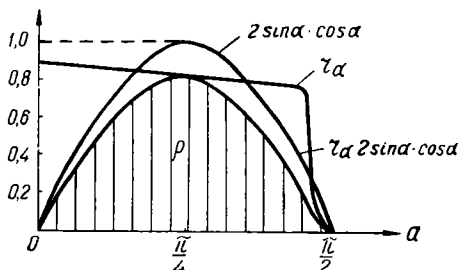


Рис. 98. Построение для вычисления коэффициента отражения экрана по кривой r_α

покрытого сернистым барием (так называемый «баритовый» экран) и имеющего в пределах угла $\alpha = \pm 60^\circ$ коэффициент яркости $r = 0,90 \div 0,82$ и $\bar{r} = 0,85$. Из построения получаем указанным выше путем, что общий коэффициент отражения $\rho = 0,81$, т. е. $\bar{r} = 1,05 \rho$. Понятно, что при расчете требуемой освещенности экрана надо в принципе исходить из значений r , а не ρ .

На рис. 99 приведены яркостные характеристики $r(\alpha)$ для некоторых диффузных экранов, а в табл. 22 — их обобщенные характе-

Таблица 22

Характеристики диффузных экранов

№ п/п	Тип экрана	ρ	$2\alpha_{\Pi}$	r_{max}	r_{min}	$\rho = \frac{r_{min}}{r_{max}}$	\bar{r}	Обозначение кривой на рис. 99
1	Идеально-белый	1	180°	1	1	1	1	1
2	Из углекислого магния [80]	0,88	120°	0,97	0,89	0,92	0,94	2
3	Баритовый	0,81	120°	0,90	0,82	0,91	0,85	3
4	Матовый из пластмассы [80]	0,72	120°	0,83	0,68	0,82	0,74	4
5	С отражающим слоем из технической окиси цинка [59]	0,81	120°	0,93	0,84	0,90	0,88	—

ристики светорассеяния. Величина \bar{r} вычислена по формуле (VII,9). Угол $2\alpha_{\text{п}}$ условно взят равным 120° . Спектральное отражение диффузных экранов, приведенных в табл. 22, является практически неселективным. Спектральная

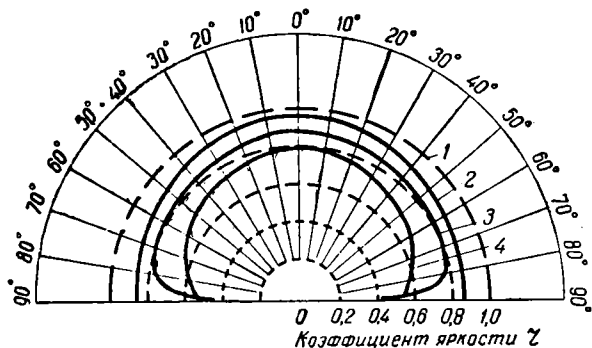


Рис. 99. Яркостные характеристики диффузных экранов:

1—абсолютно белого, 2—из углекислого магния, 3—покрытого серноокислым барием, 4—матового из пластмассы

кривая отражения баритового экрана представлена на рис. 100 (кривая 1) [39]. Как видно из нее, имеет место снижение ρ_{λ} на 5% у коротковолнового края видимой части спектра; это является свойством не самого серноокислого бария, а обусловлено желтизной клеящего вещества (желатины).

Диффузные экраны обеспечивают высокую равномерность яркости всех участков изображения в пределах весьма больших углов (120° и выше). Ввиду этого они находят широкое применение, несмотря на то, что значительная часть светового потока (до 60% и более) рассеивается бесполезно.

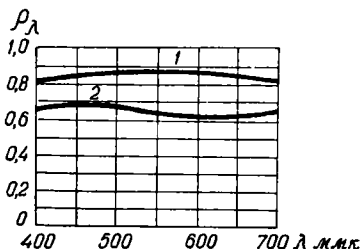


Рис. 100. Спектральные кривые отражения экранов:

1—баритового, 2—алюминированного

2. Рассеянно-отражающие экраны

К этой группе относятся главным образом алюминированные и жемчужные экраны. Они отличаются от диффузных тем, что, во-первых, основная часть отражаемого светового потока концентрируется в более узком телесном угле и, во-вторых, распределение светового потока является неравномерным, яркость экрана различна в разных направлениях.

Алюминированные экраны представляют собой гладкие поверхности, покрытые алюминиевым порошком, и обладают направленно-рассеянным отражением. Чаще всего в качестве основы применяется плотная ткань, загрунтованная для сглаживания структуры. Порошок вносится в специальный раствор, содержащий склеивающее вещество, — ацетилцеллюлозу или нитроцеллюлозу.

Коэффициент отражения алюминированных экранов $\rho = 0,60 — 0,70$.

Яркостные характеристики алюминированных экранов могут варьировать в довольно широких пределах, главным образом в зависимости от величины зерен алюминия.

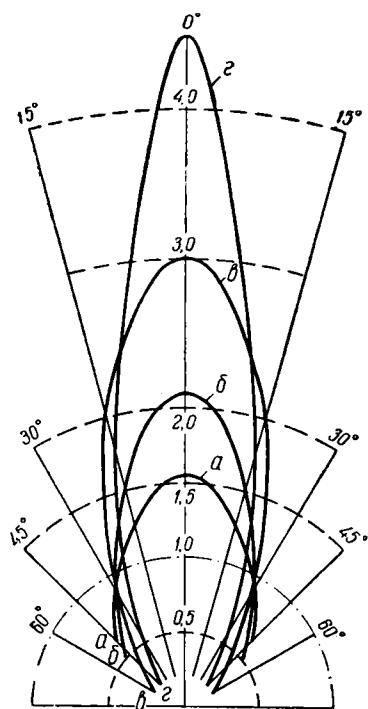


Рис. 101. Яркостные характеристики алюминированных экранов (обозначения см. в табл. 23)

на рис. 101 буквой б. При выбранном масштабе (одинаковом по обеим осям координат) заштрихованная площадь, дающая значение интеграла в формуле (VII,7), равна 0,25. При $\alpha_n = 25^\circ$ имеем $\sin^2 \alpha_n = 0,1785$ и согласно (VII,7) получаем $\bar{r} = \frac{0,25}{0,1785} = 1,4$. Аналогично вычислены значения \bar{r} для других экранов.

Максимальный коэффициент яркости имеет место в направлении зеркального отражения падающего света и равен от 1,5 до 5 и выше. Этим экранам свойственна весьма жесткая связь между значением r_{max} и характером светораспределения, — чем больше r_{max} , тем быстрее падает r_α с углом α и тем меньше полезный угол рассеяния. Однако ни при каких значениях r_{max} невозможно получить достаточно равномерную яркость в пределах полезного угла рассеяния. Кривые $r(\alpha)$ различны в плоскости падения и в плоскости, ей перпендикулярной.

На рис. 101 и в табл. 23 приведены яркостные характеристики нескольких характерных типов алюминированных экранов. Значения усредненного коэффициента яркости вычислены по формуле (VII,7) при помощи указанного выше графического построения. В качестве примера на рис. 97 приведено построение для алюминированного экрана, кривая $r(\alpha)$ которого обозначена

Характеристики алюминированных экранов

№ п/п	Тип экрана	Обозначение кривой на рис. 101	ρ	$2\alpha_{\Pi}$	r_{max}	r_{min}	$p = \frac{r_{min}}{r_{max}}$	\bar{r}
1	Алюминированный обычного типа [103]	<i>a</i>	$0,6 \div 0,7$	50° 70°	1,55 1,55	1,0 0,8	0,65 0,51	1,2 1,0
2	Алюминированный обычного типа [101]	<i>b</i>	$0,6 \div 0,7$	50°	2,1	1,1	0,53	1,4
3	Алюминированный обычного типа [86]	<i>c</i>	$0,6 \div 0,7$	40°	3,0	1,5	0,50	2,1
4	Алюминированный на алюминиевой основе [103]	<i>e</i>	$0,6 \div 0,7$	20°	4,5	2,2	0,49	3,0

Данные таблицы позволяют определить область применения и сравнительную эффективность алюминированных экранов при $p \cong 0,5$. Для угла рассеяния $2\alpha_{\Pi}$ около 70° можно получить усредненный коэффициент яркости $\bar{r} \cong 1,0$; для $2\alpha_{\Pi} = 50^\circ$, \bar{r} достигает 1,4; для $2\alpha_{\Pi} = 40^\circ$, \bar{r} достигает 2,1 и для $2\alpha_{\Pi} = 20^\circ$, \bar{r} может достичь 3,0.

Яркостные кривые на рис. 101 относятся к случаю нормального падения света ($i=0$). С возрастанием угла падения наблюдается весьма заметное увеличение r_{max} в направлении зеркального отражения. Это иллюстрируется яркостными кривыми [86] для углов падения $i=0; 15; 30; 45^\circ$, приведенными на рис. 102. Из кривых видно, что для этих углов r_{max} возрастает от 3 до выше 5.

Алюминированные экраны находят также применение для стереоскопической кинопроекции поляризационным способом. Подробное исследование [103] показало, что в пределах углов наблюдения $\pm 20^\circ$ от нормали они практически совершенно не деполаризуют падающий на них поляризованный свет. При больших углах наступает заметная деполаризация, становящаяся недопустимой при углах около 45° —деполяризованный свет достигает 5%.

Спектральная характеристика отражения алюминированного экрана представлена на рис. 100 (кривая 2). Как видно из этой кривой, селективность отражения алюминия в видимой области спектра носит слабо выраженный характер; она не оказывает заметного влияния на качество цветопередачи при проекции цветных предметов, в частности кинофильмов.

Жемчужные (или бисерные) экраны представляют собой белые диффузно-отражающие поверхности (баритовые), покрытые слоем мелких стеклянных шариков диаметром от 0,1 до 0,5 мм. Чем больше диаметр шариков, тем более концентрированным является отраженный световой поток, т. е. тем больше r_{max} и тем меньше полезный угол рассеяния. Яркостные характеристики экрана зависят также от сорта стекла, из которого изготовлены шарики.

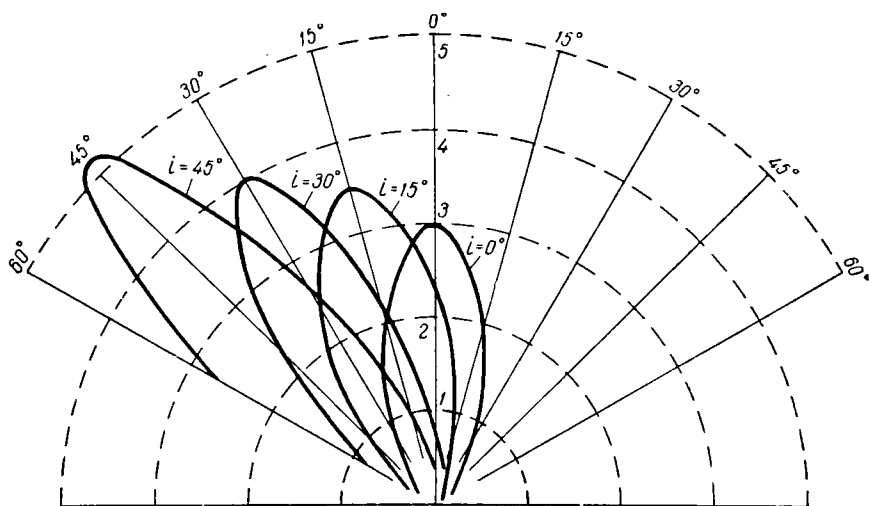


Рис. 102. Яркостные характеристики алюминированного экрана при разных углах падения света

На рис. 103 приведены кривые $r(a)$ четырех характерных жемчужных экранов, а в табл. 24—их основные характеристики. Значения \bar{r} вычислены по формуле (VII,7).

Характерной и важной особенностью жемчужных экранов является приблизительное совпадение оси фотометрического тела яркости (т. е. направления r_{max}) с осью пучка лучей, падающих в данную точку экрана. Кривая $a(i=15^\circ)$ на рис. 103 показывает степень этого совпадения. Как видно из сравнения кривых $a(i=0^\circ)$ и $a(i=15^\circ)$ на этом же рисунке, величина r_{max} уменьшается с увеличением угла падения i .

Характеристики жемчужных экранов

№ п/п	Тип экрана	Обозначение кривой на рис. 103	ρ	$2\alpha_{\text{п}}$	r_{max}	r_{min}	$\rho = \frac{r_{\text{min}}}{r_{\text{max}}}$	\bar{r}
1	Жемчужный [86]	<i>a</i>	0,65÷0,75	40°	1,90	0,95	0,50	1,3
2	Жемчужный [95]	<i>б</i>	0,65÷0,75	30°	2,75	1,40	0,51	2,0
3	Жемчужный	<i>в</i>	0,65÷0,75	25°	3,10	1,50	0,48	1,9
4	Жемчужный [80]	<i>г</i>	0,65÷0,75	15°	5,70	2,90	0,51	4,1

Эта особенность жемчужных экранов должна учитываться при сравнительной оценке и при выборе экранов. Так, например, плоский жемчужный экран обеспечивает при прочих равных условиях более равномерную яркость различных участков изображения, чем плоский алюминированный экран. Однако соответствующим искривлением алюминированного экрана можно добиться обратного результата—его равномерность яркости станет выше, чем у жемчужного.

Что касается самой формы фотометрического тела яркости и, следовательно, степени концентрации светового потока в пределах полезного угла рассеяния, то из сравнения табл. 23 и 24 видно, что предпочтительнее следует отдать алюминированным экранам. Так, при одинаковых $\rho=0,5$ и $2\alpha_{\text{п}}=40^\circ$ алюминированный экран имеет усредненный коэффициент яркости $\bar{r}=2,1$ против 1,3 у жемчужного экрана. При одинаковых $\bar{r} \approx 2$ алюминированный экран имеет $2\alpha_{\text{п}} > 40^\circ$ против 30° у жемчужного.

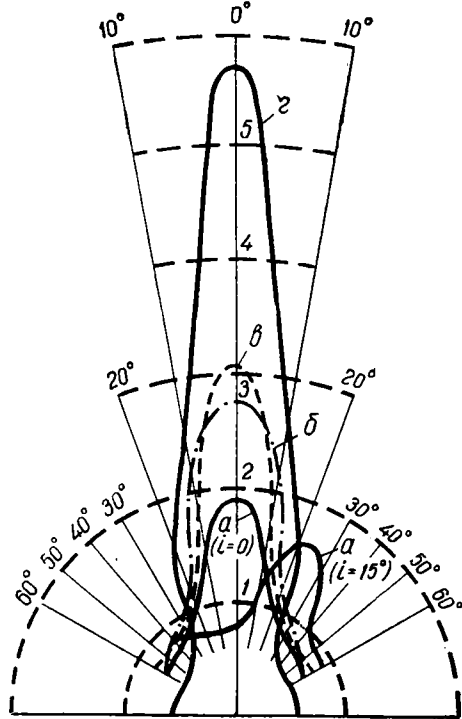


Рис. 103. Яркостные характеристики жемчужных (бисерных) экранов (обозначения см. в табл. 24)

Кроме алюминированных и жемчужных экранов в последние годы появились и некоторые другие экраны рассматриваемой группы. Укажем здесь на стеклянный экран [93], у которого передняя поверхность матируется специальным образом для получения необходимой степени рассеяния света, а задняя

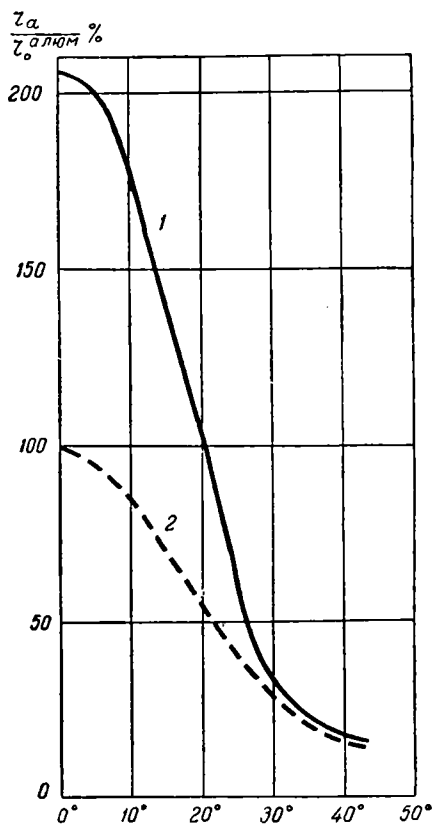


Рис. 104. Сравнительные характеристики алюминированных экранов: 1 — стеклянного, 2 — обычного

полированная поверхность покрывается отражающим слоем алюминия. На рис. 104 представлены сравнительные характеристики стеклянного и обычного алюминированных экранов, из которых видно, что в пределах углов наблюдения $\pm 20^\circ$ коэффициент яркости у первого в два раза больше, чем у второго.

3. Направленно-рассеивающие экраны, пропускающие

Проекция «на просвет», в частности кинопроекция, находит обычно применение в незатемненных помещениях (учебных классах, на открытых площадках и т. д.). Наличие посторонней (паразитной) засветки пропускающего экрана предъявляет особо высокие требования в отношении яркости экрана. Соответственно от пропускающих экранов требуется, чтобы они обладали весьма большими коэффициентами яркости в пределах необходимого угла рассеяния.

Рассмотрим характеристики основных типов пропускающих экранов.

Экраны из шелковой ткани, пропитанной специальным лаком. Характер светорассеяния таких экранов зависит от структуры шелковой ткани, определяющей структуру лаковой поверхности, и от качества и количества замутнителя, вводимого в состав лака. Сами лаки, изготовляемые из различных эфиров целлюлозы, предназначены для образования прозрачных пленок, обладающих достаточной механической прочностью.

В зависимости от указанных факторов $r_{max} = 8 \div 16$. Полезный угол светорассеяния не превышает соответственно $20 \div 10^\circ$ при $p \approx 0,4$. Коэффициент пропускания $\tau = 0,5 \div 0,6$. На рис. 105 приведены яркостные характеристики двух экранов этого типа:

$$1 - r_{max} = 16$$

$$\text{и } 2 - r_{max} = 11,3.$$

Максимум яркости совпадает с направлением падающего света, ввиду чего участок экрана, расположенный около линии объектив проектора—глаз, оказывается значительно более ярким, чем остальная площадь экрана. Это яркое пятно мешает наблюдателю и ухудшает условия рассматривания изображения, что ограничивает применение экранов с большими r_{max} .

Экраны из полупрозрачных (матовых) пленок представляют собой листы из пленкообразующего материала, содержащего необходимое количество замутнителя.

Характеристики светорассеяния могут варьировать в сравнительно больших пределах в зависимости от количества замутнителя и от числа наносимых слоев.

На рис. 106 представлены яркостные характеристики экранов рассматриваемого типа в зависимости от количества замутнителя, а на рис. 107— в зависимости от числа слоев. Как видно из этих кривых, $r_{max} = 1 \div 14$. Коэффициент пропускания равен $0,45 \div 0,75$, причем он больше у экранов, имеющих большие r_{max} и, следовательно, имеющих указанное выше пятно большой яркости. Ввиду этого находят применение только экраны с $\tau \leq 0,6$, у которых $r_{max} \leq 3$. У этих экранов полезный угол рассеяния $2\alpha_{п} \approx 30^\circ \div 40^\circ$ при $p \approx 0,5$.

Матированные стекла, опаловые и прозрачные, могут иметь широко варьируемые характеристики светорассеяния.

На рис. 108 приведены сравнительные характеристики светорассеяния в виде кривых I_{α}/I_0 различных матированных стекол [30]. Максимальная сила света I_0 имеет наибольшее значение для прозрачного стекла, матированного химическим способом с одной

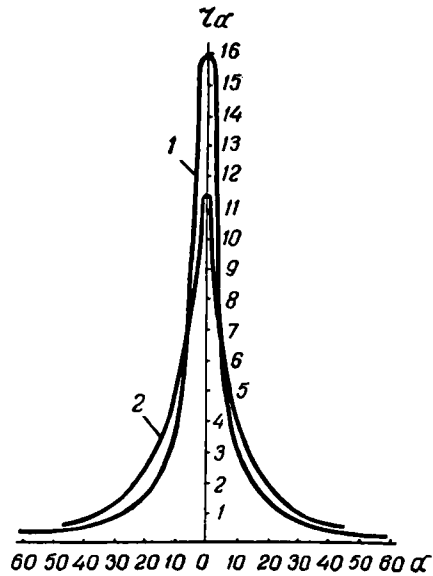


Рис. 105. Яркостные характеристики пропускающих экранов из шелковой ткани, пропитанной специальным лаком

стороны. Приняв эту силу света за 100%, имеем следующие ориентировочные значения I_0 для других матированных стекол [30]:

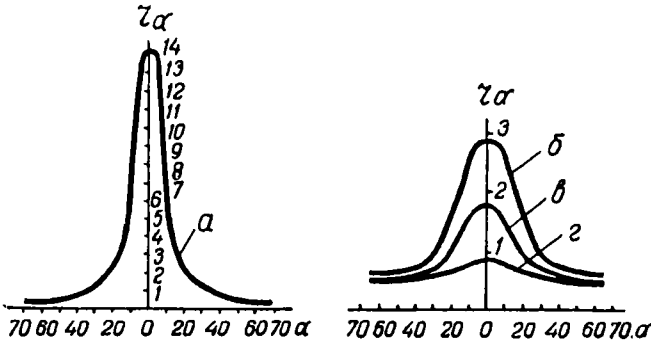


Рис. 106. Яркостные характеристики пропускающих экранов из полупрозрачных пленок в зависимости от количества замутнителя:

а—12,5% замутнителя, б—22%, в—26%, г—36%

прозрачное стекло, матированное пескоструйкой с одной стороны,—88%; прозрачное стекло, матированное с обеих сторон химическим путем,—33%; прозрачное стекло, матированное с обеих сторон пескоструйкой,—29%.

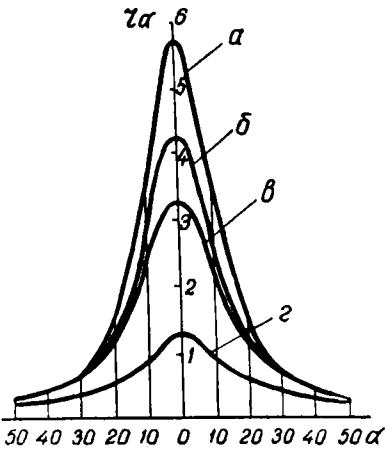


Рис. 107. Яркостные характеристики пропускающих экранов из полупрозрачных пленок в зависимости от числа слоев:

а—3 слоя, б—4 слоя, в—9 слоев, г—12 слоев

На рис. 109 приведена кривая $r(\alpha)$ для односторонне матированного стекла, построенная по данным [4]: $r_{max} = 12,3$, $q = 0,09 \div 0,13$; $\tau = 0,75 \div 0,89$. При $p = 0,40$ полезный угол рассеяния $2\alpha_n \cong 20^\circ$.

Из других типов экранов с направленно-рассеянным пропусканием света отметим здесь следующие:

Калька полотняная, пропитанная маслом. Яркостные характеристики двух таких экранов, построенные по данным [4], представлены на рис. 110.

Специальный экран из пластической основы (целлюлозы), покрытый порошком из оптического стекла, для рирпроекции был разработан [102] с целью получения более равномерного распределения яркости при сравнительно небольшом r_{max} ($1,5 \div 2,5$). Размеры

частиц стекла составляют от 0,3 мм и ниже (но не меньше нескольких длин волн видимого света во избежание явления цветной дифракции). Показатель преломления стекла должен быть равен 1,6 ÷ 1,7. Яростная характеристика такого экрана приведена на рис. 111.

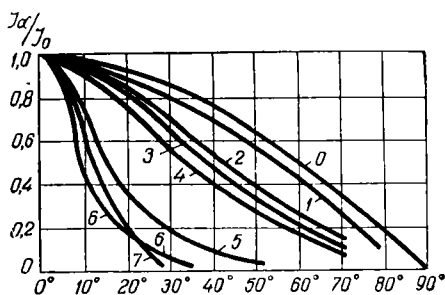


Рис. 108. Сравнительные характеристики светорассеяния матированных стекол:

0—косинусоида (идеальный рассеиватель), 1—матированное сплошное опаловое стекло, 2—накладное опаловое стекло, матированное кислотой, 3—накладное опаловое стекло, 4—накладное опаловое стекло, матированное пескоструйкой, 5—прозрачное стекло, матированное с обеих сторон пескоструйкой, 6—прозрачное стекло, матированное пескоструйкой с одной стороны, 7—прозрачное стекло, матированное кислотой с одной стороны

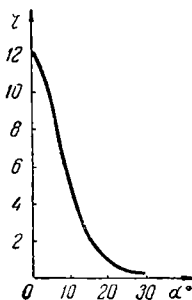


Рис. 109. Яростная характеристика односторонне матированного стекла

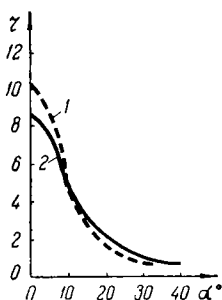


Рис. 110. Яростные характеристики полотноной кальки, пропитанной маслом: 1—ореховым, 2—машинным

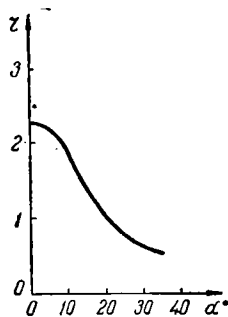


Рис. 111. Яростная характеристика экрана из пластической основы, покрытой порошком из оптического стекла

4. Экраны со специальным светораспределением (растровые)

Рассмотренные диффузные и неравномерно-рассеивающие отражающие экраны обладают существенными недостатками. Первые обеспечивают равномерную яркость во всех используемых напри-

влияниях, но около 60% отраженного светового потока рассеивается бесполезно. Вторые имеют сравнительно высокие значения усредненного коэффициента яркости: $\bar{r} = 1,2 \div 4,1$, но яркость в различных направлениях меняется в широких пределах: $p = \frac{r_{\min}}{r_{\max}} \approx 0,5$, а полезный угол рассеяния мал: $2\alpha_{\Pi} = 50 \div 15^\circ$.

Другими словами, как диффузные, так и неравномерно-рассеивающие экраны значительно уступают идеальному экрану, рассеивающему весь отраженный световой поток равномерно в пределах заданного телесного угла. Естественно возник вопрос о создании новых типов экранов, имеющих специальное, заранее заданное и приближающееся к идеальному светораспределение.

Выясним прежде всего, каким был бы «выигрыш в яркости» G идеального экрана по сравнению с диффузным, имеющим такой же общий коэффициент отражения ρ . Определим величину $G = \frac{B_{\text{ид}}}{B_{\text{диф}}}$ в двух случаях:

а) Весь отраженный от элемента площади dS экрана световой поток dF рассеивается равномерно в телесном угле круглого сечения, которому соответствует плоский угол $2\alpha_{\Pi}$. В этом случае световой поток dF определится по формуле (VII,6):

$$dF = \pi \cdot B_0 \cdot dS \cdot r \sin^2 \alpha_{\Pi}.$$

В случае диффузного экрана, имеющего такие же ρ и E (освещенность), световой поток рассеивается равномерно в пределах полусферы и $r_{\text{диф}} = \rho$). По той же формуле (VII,6) получим, что

$$dF = \pi B_0 dS \cdot \rho.$$

Сравнивая оба полученных выражения, имеем

$$G = \frac{B_{\text{ид}}}{B_{\text{диф}}} = \frac{r}{\rho} = \frac{1}{\sin^2 \alpha_{\Pi}}. \quad (\text{VII},11)$$

Из формулы (VII,11) видно, что чем больше α_{Π} , тем меньше G . Следующая таблица дает значения G для некоторых значений угла α_{Π} :

α_{Π}	20°	30°	45°	60°	90°
G	8,6	4	2	1,33	1

б) Элемент площади dS экрана (рис. 95) равномерно рассеивает падающий на него световой поток в пределах телесного угла прямоугольного сечения, которому соответствуют плоские углы $2\alpha_m$ и $2\alpha_s$.

Согласно формуле (VII,2) и имея в виду, что $\bar{r}B_0 = B_{\text{ид}}$, получаем

$$dF = B_{\text{ид}} \cdot dS (A_m \cdot \sin \alpha_s + A_s \cdot \sin \alpha_m).$$

Для диффузного экрана (см. главу I)

$$dF = \pi B_{\text{диф}} \cdot dS.$$

Сравнивая эти две формулы, получаем

$$G = \frac{B_{\text{ид}}}{B_{\text{диф}}} = \frac{\pi}{A_m \sin \alpha_s + A_s \sin \alpha_m}. \quad (\text{VII},12)$$

Из рис. 95 имеем:

$$\text{tg} \frac{A_s}{2} = \frac{X}{R_m} = \frac{R \text{tg} \alpha_s}{R} \cos \alpha_m = \text{tg} \alpha_s \cos \alpha_m;$$

$$\text{tg} \frac{A_m}{2} = \frac{Y}{R_s} = \frac{R \text{tg} \alpha_m}{R} \cos \alpha_s = \text{tg} \alpha_m \cos \alpha_s.$$

Следовательно

$$\text{и} \quad \left. \begin{aligned} A_s &= 2 \text{ arc tg} (\text{tg} \alpha_s \cos \alpha_m) \\ A_m &= 2 \text{ arc tg} (\text{tg} \alpha_m \cos \alpha_s) \end{aligned} \right\}. \quad (\text{VII},13)$$

Например, в случае $\alpha_s = 50^\circ$ и $\alpha_m = 28^\circ$ (углы, принятые НИКФИ при разработке растрового экрана) имеем:

$$\text{tg} \alpha_s = 1,192 \quad \cos \alpha_s = 0,643 \quad \sin \alpha_s = 0,766$$

$$\text{tg} \alpha_m = 0,532 \quad \cos \alpha_m = 0,883 \quad \sin \alpha_m = 0,470$$

$$\text{tg} \alpha_s \cos \alpha_m = 1,192 \cdot 0,883 = 1,06 \quad A_s = 2 \cdot 46^\circ 40' = 1,63 \text{ рад}$$

$$\text{tg} \alpha_m \cos \alpha_s = 0,532 \cdot 0,643 = 0,343 \quad A_m = 2 \cdot 18^\circ 55' = 0,65 \text{ рад}$$

$$G = \frac{\pi}{0,65 \cdot 0,766 + 1,63 \cdot 0,470} = \frac{\pi}{1,27} = 2,47.$$

Как видим, применение идеального экрана могло бы в несколько раз (тем больше, чем меньше углы рассеяния) увеличить видимую яркость изображения по сравнению с диффузным экраном.

Экраны, приближающиеся по своим яркостным характеристикам к идеальным в пределах заданных углов светорассеяния, могут быть созданы в виде совокупностей соответствующим образом выбранных и достаточно малых по размерам оптических элементов. Такие экраны носят название *растровых*.

В принципе возможно рассчитать растровый экран таким образом, чтобы каждый его элемент (ячейка) соответственно своему расположению на экранной поверхности и направлению падения света обладал специальным для него светораспределением отражаемого светового потока, приближающимся к требуемому. Такой растровый экран должен иметь переменные профиль и ориентацию своих элементов, что сильно усложняет технологию его изготовления. Кроме того, при этом невозможно изготавливать экраны разных размеров и для различных зрительных залов из одинаковых полос, соединяемых в общее экранное полотнище.

Ввиду этого в настоящее время нашли применение растровые экраны из одинаковых элементов, сравнительно просто изготавливаемые путем тиснения специальным профильным валом. Однако характеристики светораспределения и направление осей фотометрических тел яркости для каждого элемента такого экрана не являются вполне рациональными. По этой причине можно ожидать, что в дальнейшем, по мере изыскания новых технологических средств, будут осваиваться также растровые экраны с переменными характеристиками светорассеяния.

Важнейшими исходными величинами для расчета раstra являются горизонтальный и вертикальный углы светораспределения. Всегда стремятся ограничиться минимально необходимыми величинами этих углов, поскольку при этом достигается увеличение γ .

Минимальная величина горизонтального угла светораспределения требуется при цилиндрическом экране, вогнутом по радиусу, равному проекционному расстоянию. Минимальная величина вертикального угла светораспределения требуется при экране, наклоненном на такой (малый) угол, при котором верх экрана для ближайшего и наиболее низко расположенного зрителя и низ экрана для наиболее удаленного и высоко расположенного зрителя имеют одинаковую яркость [34].

Расчет показывает, что для такого экрана и при обычном (по ГОСТу) расположении зрителей практически достаточны горизонтальный угол— 100° и вертикальный угол— $46-50^\circ$ в зале без балкона и $56-60^\circ$ —при одном ярусе балкона. Таким образом, достаточны углы $2\alpha_s = 100^\circ$ и $2\alpha_m = 56^\circ$.

Растровые экраны, применяющиеся в настоящее время для кинопроекции, имеют одинаковые отражающие элементы в виде вогнутых, обычно сферических, лунок с прямоугольным контуром. Прямоугольная форма каждого элемента позволяет получить требуемые различные углы светораспределения в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Это поясняется схемой хода лучей на рис. 112, а.

Прямоугольная форма элементов отвечает также требованию сплошного, без промежутков, заполнения элементами всей отражающей поверхности.

Вогнутый профиль предпочитается выпуклому по причине лучшей сохраняемости средних участков элементов в эксплуатации—сминанию подвергнутся вначале краевые участки элементов, отражающие свет к краям расположения зрительских мест или даже за его пределы.

Методика расчета отражательных растровых экранов подробно рассмотрена в работе [34]. При расчете профиля должны учитываться: а) направление падения света на поверхность экрана, б) требуемое светораспределение отражаемого светового потока и в) характеристики собственного светорассеяния используемого отражающего материала.

Конструкция растрового экрана, разработанного НИКФИ [33], схематически представлена на рис. 112, б. Экран состоит

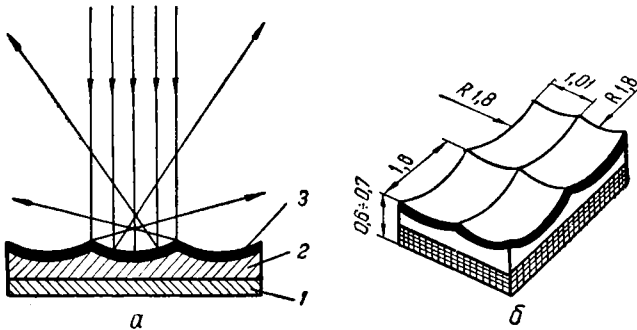


Рис. 112. Растровый отражающий экран:
а—схема хода лучей (без учета собственного светорассеяния)
б—конструкция растрового экрана НИКФИ

из текстильной основы 1, на которую нанесен слой пластмассы 2 из белого хлорвинила и слой пластмассы 3 с алюминиевой пудрой. Размеры элементов раstra показаны на этом же рисунке.

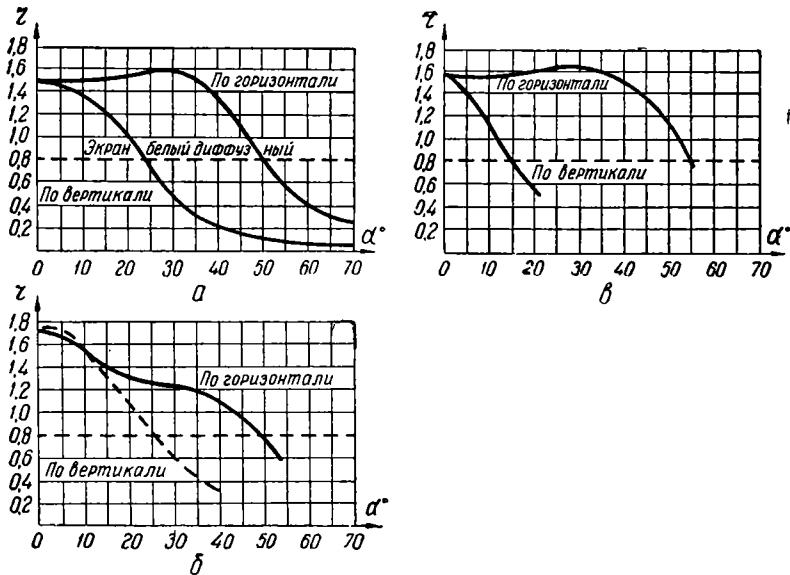


Рис. 113. Яркостные характеристики растровых экранов:
а—НИКФИ, б—«Miracle Mirror», в—из алюминиевых рифленых листов

Кроме растровых экранов, состоящих из ячейковых элементов, иногда находят применение экраны, рифленые только по горизонтали. Такие экраны имеют в горизонтальной плоскости свето-

распределение, определяемое профилем рифа, а в вертикальной плоскости—светораспределение, определяемое собственным светорассеянием отражающего материала экрана.

На рис. 113 и в табл. 25 приведены характеристики отражающих растровых экранов—двух ячейковых и одного рифленого. Усредненный коэффициент яркости вычислен по формуле (VII,3).

Таблица 25

Характеристики растровых экранов

№ п/п	Тип экрана	Обозначение кривых на рис. 113	ρ	$2\alpha_{\Pi}$		r_{max}	r_{min}	$\rho = \frac{r_{min}}{r_{max}}$	\bar{r}
				гориз.	верт.				
1	Металлизированный растровый экран НИКФИ [33]	<i>a</i>	0,65	100°	50°	1,6	0,8	0,50	1,18
2	Металлизированный растровый экран «Miracle Mirgor» [101]	<i>b</i>	0,65	94°	54°	1,7	0,8	0,47	1,10
3	Экран из алюминиевых рифленых по вертикали листов для кинотеатров на открытом воздухе [78]	<i>e</i>	0,65	110°	32°	1,56	0,78	0,50	~1,2

Из кривых на рис. 113 видно, что растровые алюминированные экраны имеют значительно лучшие светораспределения, чем обычные алюминированные и жемчужные экраны (рис. 101 и 103).

Однако яркостные характеристики растровых экранов пока еще весьма далеки от идеальных. Как было показано выше, для идеального экрана в пределах телесного угла прямоугольного сечения $100 \times 56^\circ$ «выигрыш в яркости» $G=2,47$. Растровые экраны имеют даже в несколько меньших телесных углах $G = \frac{r}{\rho} \approx 1,7 \div 1,8$ (принимая $\rho = 0,65$ для алюминированных экранов) при равномер-

ности яркости $p \approx 0,5$. Тем не менее растровые экраны позволяют обеспечить требуемую величину и приемлемую равномерность яркости весьма больших площадей экранов при значительно меньших световых потоках, чем в случае применения диффузных экранов.

Растровые светопропускающие экраны находят применение в телевидении. Они представляют собой специально рифленое (узорчатое) стекло или пластмассу типа линз Френеля. По данным [80], они имеют $r_{max}=3,2$ и $\tau=49\%$ (стекло) и 43% (пластмасса).

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ИСТОЧНИКИ СВЕТА

Электромагнитные излучения оптической области спектра обуславливаются движением электрических зарядов, входящих в состав вещества—электронов и ионов.

По принципу излучения различают три вида источников света:

а) тепловые источники света, у которых излучение света является следствием нагрева тел до сравнительно высокой температуры, т. е. в которых происходит превращение тепловой энергии в лучистую. При этом подразумевается, что в процессе излучения в составе тел не происходит никаких изменений (химических, электрических и др.), за исключением изменения их теплового состояния, и количество излучаемой энергии изменяется в полном соответствии с количеством подводимого тепла. Спектр теплового излучения твердых тел является непрерывным. К искусственным тепловым источникам света относятся электрические лампы накаливания;

б) люминесцентные источники света, в которых в излучении света непосредственно превращаются какие-либо виды энергии, кроме тепловой, независимо от теплового состояния вещества, излучающего свет. Такие способы получения световых излучений носят общее название люминесценции. Согласно определению, данному акад. С. И. Вавиловым [11], люминесценцией называется избыток над тепловым излучением тела, обладающий конечной длительностью свечения, примерно от 10^{-10} сек. и больше. Указание на конечную длительность свечения необходимо для отделения люминесценции от отражения и рассеяния света и некоторых других световых явлений. В зависимости от вида энергии, возбуждающей люминесценцию, последняя разделяется на хемилюминесценцию, триболюминесценцию, электролюминесценцию, фотолюминесценцию и др. В современных источниках света находит применение электролюминесценция (в различного вида газоразрядных лампах), а также фотолюминесценция (совместно с электролюминесценцией в так называемых фотолюминесцентных лампах);

в) источники смешанного излучения, у которых имеет место одновременно тепловое и люминесцентное излучение. Примером таких источников являются электрические

угольные дуги, в которых под действием электрического тока возникают дуговой разряд между электродами и сильное нагревание самих электродов. В результате происходит люминесцентное свечение дуги и тепловое излучение электродов.

Современные искусственные источники света обычно питаются электрической энергией и называются поэтому электрическими источниками света.

Применительно к проекционным приборам важны следующие характеристики источников света:

- 1) яркость светящегося тела и степень равномерности яркости по его площади и в различных направлениях пространства;
- 2) световая отдача, т. е. величина светового потока на каждый ватт потребляемой электрической мощности;
- 3) спектральный состав излучения и его колориметрические характеристики;
- 4) степень сосредоточения излучаемого светового потока в пределах угла охвата осветительной оптической системы;
- 5) форма и размеры светящегося тела;
- 6) стабильность перечисленных характеристик в течение всего времени горения источника света;
- 7) срок службы;
- 8) простота и безопасность обслуживания.

§ 1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Тепловое излучение тел имеет место при всякой температуре. По мере повышения температуры излучающего тела увеличивается энергия движения заряженных частиц, следствием чего является рост лучистого потока, а также средней величины кванта излучения, т. е. изменение спектрального состава в сторону увеличения доли коротковолновых излучений. При температурах свыше 700°K уже возникает видимый свет.

При одной и той же температуре излучения разных тел могут различаться по спектральному составу, по степени поляризации, по распределению в пространстве и по поверхности излучающего тела, а также по интегральной плотности излучения (энергетической светности). Излучательные свойства тел определяются их поглощательными свойствами—чем больше тело поглощает лучистую энергию, тем больше оно и излучает ее. Количественная связь между излучением и поглощением лучистой энергии разными телами дается важнейшим законом теплового излучения—з а к о н о м К и р х г о ф а: отношение излучательной и поглощательной способностей, взятых для одной и той же точки тела, одного направления излучения, одной длины волны и плоскости поляризации при данной температуре, для всех тел есть величина постоянная.

Излучательная способность тел характеризуется спектральной лучистостью (энергетической яркостью) $b_{\lambda T} = \frac{dB_T^0}{d\lambda}$, а поглощательная

способность—спектральным энергетическим коэффициентом поглощения $\alpha_{\lambda T}$. Соответственно закон Кирхгофа для тел 1, 2, 3... может быть выражен равенством

$$\left(\frac{b_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right)_1 = \left(\frac{b_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right)_2 = \left(\frac{b_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}\right)_3 = \dots = \text{const.} \quad (\text{VIII},1)$$

Можно представить себе тело, для которого $\alpha_{\lambda T}=1$ при всех температурах, для всех направлений падения и для всех длин волн. Такое тело называется а б с о л ю т н о ч е р н ы м т е л о м (А.Ч.Т.), или п о л н ы м и з л у ч а т е л е м. Оно обладает следующими свойствами: 1) излучение всегда не поляризовано, 2) излучение подчиняется закону косинусного распределения Ламберта, 3) излучительная способность зависит только от длины волны и температуры и больше, чем у любого другого тела при тех же λ и T , если исключена люминесценция.

Абсолютно черное тело осуществляется искусственно в виде полого шара или цилиндра из огнеупорного материала с малым отверстием. При нагревании шара или цилиндра это отверстие излучает как абсолютно черное тело.

Согласно (VIII,1) имеем следующее соотношение между излучательной и поглощательной способностями нечерного и черного тел:

$$\frac{b_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}} = \frac{b_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}}{\alpha_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}} = b_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}$$

так как $\alpha_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}=1$. Следовательно, постоянная в законе Кирхгофа есть не что иное, как излучательная способность А.Ч.Т. Таким образом, получаем, что для любого тела

$$b_{\lambda T} = \alpha_{\lambda T} \cdot b_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}. \quad (\text{VIII},2)$$

Соотношение (VIII, 2) относится только к самостоятельному тепловому излучению данного тела. Если же наряду с самостоятельным излучением тело также отражает лучистую энергию других источников, то

$$b_{\lambda T} = b_{\lambda T}^{\text{самост}} + b_{\lambda T}^{\text{отраж}}.$$

В этом общем случае

$$\frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}} = \epsilon'_{\lambda T} > \alpha_{\lambda T}, \quad (\text{VIII},3)$$

где $\epsilon'_{\lambda T}$ —так называемый спектральный энергетический коэффициент излучения, показывающий, во сколько раз излучательная способность данного тела (с учетом отражения) больше, чем у А.Ч.Т. при данных T и λ .

Из формулы (VIII,3) видно, что для теории теплового излучения раскаленных твердых тел основное значение имеет функция $b_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}$, т. е. закон излучения черного тела.

Излучение абсолютно черного тела

Закон излучения абсолютно черного тела дается формулой Планка:

$$b_{\lambda T}^{AЧТ} = \frac{2h \cdot c^2 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1},$$

где $c = 2,9979 \cdot 10^{10}$ см/сек — скорость света в вакууме; $h = 6,62 \times 10^{-27}$ эрг.сек — постоянная Планка и $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана.

Имея в виду, что для полного излучателя, как подчиняющегося закону Ламберта, $r_{\lambda T}^{AЧТ} = \pi b_{\lambda T}^{AЧТ}$, где $r_{\lambda T} = \frac{dR_T^3}{d\lambda}$ — спектральная плотность излучения, можно написать формулу Планка в следующем виде:

$$r_{\lambda T}^{AЧТ} = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1} = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (\text{VIII}, 4)$$

где $C_1 = 2\pi hc^2 = 3,74 \cdot 10^{-12}$ вт·см² и $C_2 = \frac{hc}{k} = 1,438$ см·град.

Из этой формулы вытекают три общих закона излучения абсолютно черного тела:

1) закон Стефана-Больцмана, определяющий интегральную плотность излучения (энергетическую светность) А.Ч.Т. при данной температуре T° К:

$$R_T^3 = \int_0^\infty r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda = \sigma \cdot T^4, \quad (\text{VIII}, 5)$$

где $\sigma = 5,672 \cdot 10^{-12} \frac{\text{вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^4}$;

2) закон смещения Вина, определяющий длину волны λ_m , на которую приходится максимум излучения при данной температуре:

$$T \cdot \lambda_m = \text{const} = 0,2896 \text{ см} \cdot \text{град}; \quad (\text{VIII}, 6)$$

3) закон, определяющий максимальную излучательную способность в зависимости от температуры:

$$(r_{\lambda T}^{AЧТ})_{\text{max}} = 1,041 \cdot 10^{-11} T^5 \text{ вт/см}^3. \quad (\text{VIII}, 7)$$

Формула Планка (VIII, 4) может быть представлена графически в виде поверхности, изображенной на рис. 114. По оси xx отложены длины волн, по оси yy — спектральная плотность излучения $r_{\lambda T}^{AЧТ}$ и по оси zz — температура.

Единая изотермическая кривая. Для определения излучательных свойств различных тел особенно часто приходится пользо-

ваться изотермическими кривыми полного излучателя. Поэтому для упрощения расчетов переменных величин при любой температуре удобно пользоваться единой изотермической кривой полного излучателя, получающейся путем

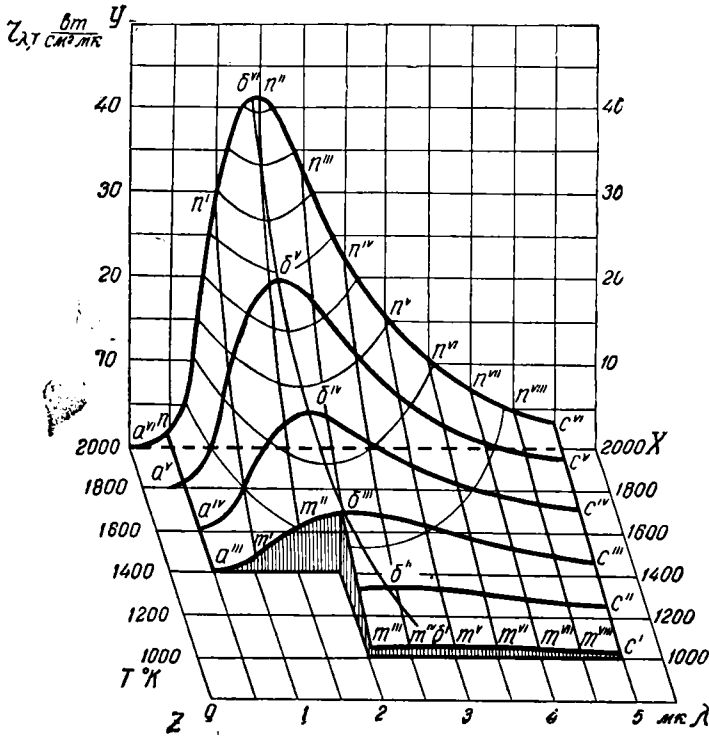


Рис. 114. Графическое представление формулы Планка

замены в формуле Планка переменных λ и $r_{\lambda T}^{A\check{C}T}$ новыми переменными:

$$x = \frac{\lambda}{\lambda_m} \quad \text{и} \quad y = \frac{r_{\lambda T}^{A\check{C}T}}{(r_{\lambda T}^{A\check{C}T})_{\max}}. \quad (\text{VIII},8)$$

Формула Планка при этих новых переменных имеет следующий вид:

$$y = 142,32 \cdot x^{-5} \left(e^{\frac{4,9651}{x}} - 1 \right)^{-1}. \quad (\text{VIII},9)$$

Кривая, определяемая этим уравнением, представлена на рис. 115. Для построения при помощи этой кривой (или таблицы см. [38], [63]) изотермической кривой для любой температуры T поступают следующим образом:

- 1) определяют значение $\lambda_m = \frac{0,2896}{T}$ см;
- 2) определяют значение $(r_{\lambda T}^{A\check{C}T})_{max} = 1,041 \cdot 10^{-11} T^5$ вт/см³;
- 3) для любых выбранных значений λ определяют значения

$$x = \lambda/\lambda_m;$$
- 4) по кривой находят соответствующие значения y ;

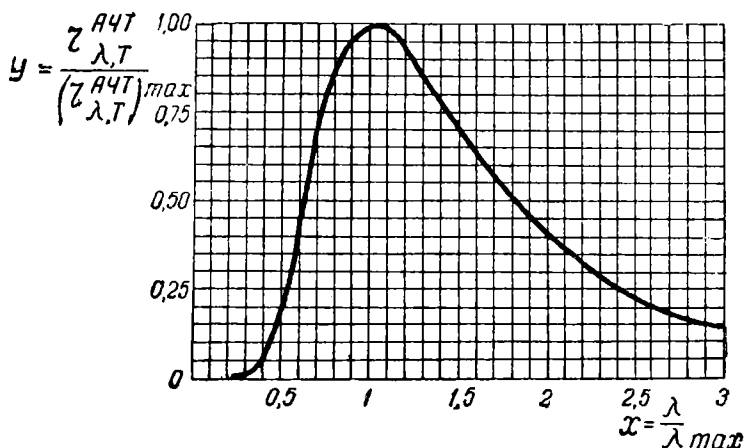


Рис. 115. Единая изотермическая кривая излучения абсолютно черного тела

- 5) спектральная плотность излучения (энергетическая светность) для данной длины волны определяется по формуле

$$r_{\lambda T}^{A\check{C}T} = y \cdot (r_{\lambda T}^{A\check{C}T})_{max}.$$

К о л о р и м е т р и ч е с к и м и х а р а к т е р и с т и к а м и излучения являются его яркость и цветность. Яркость полного излучателя B_T может быть определена по формуле

$$B_T = 683 \int_0^{\infty} k_{\lambda} \frac{r_{\lambda T}^{A\check{C}T}}{\pi} d\lambda, \quad (\text{VIII}, 10)$$

где K_{λ} —относительная видность и $\frac{r_{\lambda T}^{A\check{C}T}}{\pi} = b_{\lambda T}$ — спектральная лучистость (энергетическая яркость). Однако ввиду сложности вычисления интеграла формулы (VIII,10) удобнее пользоваться весьма точной эмпирической формулой:

$$\ln B_T = 16,5667 - \frac{26360}{T} + \frac{169 \cdot 10^4}{T^2}, \quad (\text{VIII}, 11)$$

где яркость выражена в стильбах (10^4 нт).

Дифференцируя (VIII,11), получаем, что

$$\frac{dB_T}{B_T} : \frac{dT}{T} = 26360 \frac{1}{T} - 338 \cdot 10^4 \frac{1}{T^2} = n. \quad (\text{VIII},12)$$

Следовательно, для двух весьма близких температур T_1 и T_2 имеем, что отношение яркостей

$$\frac{B_1}{B_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^n.$$

На рис. 116 представлена зависимость показателя степени n от температуры—он тем больше, чем ниже температура. При температурах от 2500 до 3000° К $n = 10 \div 8$.

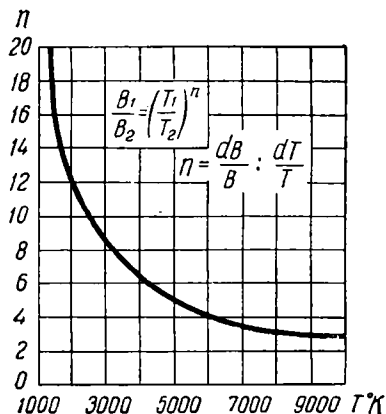


Рис. 116. Изменение яркости абсолютно черного тела с температурой;

Цветность излучения А.Ч.Т. меняется с повышением температуры, что является результатом неравномерного возрастания спектральной интенсивности излучения для разных длин волн. Коэффициенты цветности x и y при различных температурах полного излучателя представлены на рис. 53. Соответствующие значения цветового тона λ и чистоты цвета p могут быть найдены по цветовому графику, приведенному на рис. 52.

Для характеристики световой экономичности полного излучателя применяются следующие коэффициенты:

а) энергетический к. п. д. излучения η_a —отношение лучистого потока, излучаемого в пределах видимой области спектра, ко всему лучистому потоку:

$$\eta_a = \frac{\int_{380}^{770} r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda}; \quad (\text{VIII},13)$$

б) к. п. д. видимого излучения η_B —отношение светового потока к лучистому потоку, излучаемому в пределах видимой области спектра:

$$\eta_B = \frac{\int_{380}^{770} k_{\lambda} r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda}{\int_{380}^{770} r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda}; \quad (\text{VIII},14)$$

в) световой к. п. д. излучения η_c — отношение светового потока ко всему лучистому потоку:

$$\eta_c = \frac{\int_{380}^{770} k_\lambda r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda} = \eta_a \cdot \eta_b. \quad (\text{VIII},15)$$

В выражениях (VIII,14) и (VIII,15) световой поток выражен в так называемых световых ваттах. Перейдя в выражении (VIII,15) к стандартным единицам светового потока—люменам, получаем так называемую световую отдачу излучения:

$$\xi_{sc}^{изл} = \frac{683 \int_{380}^{770} k_\lambda r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda T}^{AЧТ} d\lambda} \text{ лм/вт.} \quad (\text{VIII},16)$$

На рис. 117 представлены кривые изменения η_a , η_b и η_c в зависимости от температуры А.Ч.Т. Максимальные значения этих коэффициентов и соответствующие им температуры следующие: $\eta_a^{max} = 39,4\%$ при $T = 7000^\circ \text{K}$, $\eta_b^{max} = 38,1\%$ при $T = 4250^\circ \text{K}$ и $\eta_c = 14,15\%$ при $T = 6500^\circ \text{K}$.

В табл. 26 приведены численные значения плотности излучения (энергетической светности) и световых характеристик А.Ч.Т. при разных температурах.

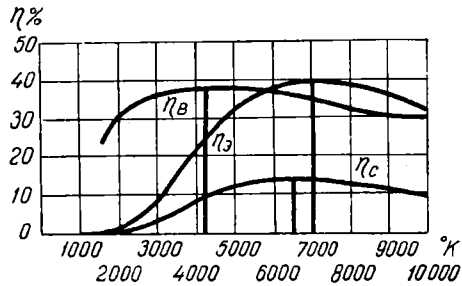


Рис. 117. Изменение к. п. д. излучения абсолютно черного тела с температурой: η_a —энергетического, η_b —видимого излучения и η_c —светового

Излучение нечерных тел, в частности вольфрама

Согласно закону Кирхгофа (VIII,2) излучательная способность нечерного тела зависит от его поглощательной способности $\alpha_{\lambda T}$. В общем случае коэффициент поглощения зависит от рода вещества данного тела и некоторых других факторов: от агрегатного состояния вещества, от состояния поверхности, от температуры, от длины волны, состояния поляризации и направления падающего излучения.

Различают два вида нечерных тел: а) избирательные, или селективные, у которых коэффициент поглощения зависит от длины волны и б) неизбирательные, или серые, у которых при данной температуре $\alpha_\lambda = \text{const} < 1$.

Световые характеристики полного излучателя (АЧТ)

Температура $T(^{\circ}\text{K})$	Плотность излучения R_T° (вт/см ²)	Яркость B_T (сб)	Светность R_T (лм/см ²)	Световая отдача ξ_c (лм/вт)	Световой к. п. д. η_c (%)
2000	91,34	44,28	139,1	1,522	0,245
2200	133,74	136,3	428,2	3,202	0,516
2400	189,41	349,6	1098,3	5,797	0,933
2500	223,00	530,2	1696	7,473	1,203
2600	260,89	778,9	2447	9,381	1,510
2700	303,40	1114	3500	11,54	1,857
2800	350,91	1552	4876	15,28	2,23
2900	403,8	2116	6628	18,12	2,65
3000	462,4	2827	8881	19,17	3,09
3500	856,7	9432	29630	34,60	5,57
4000	1461	$2,340 \cdot 10^4$	$7,351 \cdot 10^4$	50,33	8,10
5000	3568	$8,410 \cdot 10^4$	$2,642 \cdot 10^5$	74,07	11,93
6000	7399	$1,983 \cdot 10^5$	$6,230 \cdot 10^5$	84,18	13,55
7000	13707	$3,667 \cdot 10^5$	$1,152 \cdot 10^6$	84,04	13,52
8000	23384	$5,824 \cdot 10^5$	$1,830 \cdot 10^6$	78,13	12,60
10000	57090	$1,115 \cdot 10^6$	$3,503 \cdot 10^6$	61,35	9,88

В большинстве реальных случаев кроме самостоятельного теплового излучения имеет место также отражение лучистой энергии, падающей от других тел или от соседних частей данного тела. В общем случае, как было указано, вместо коэффициента поглощения α пользуются коэффициентом излучения ϵ согласно (VIII,3). В зависимости от того, какая характеристика излучения данного тела определяется (яркость или светность, спектральная или интегральная), под коэффициентом излучения понимают отношения

$$\epsilon'_{\lambda T} = \frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}}; \quad \epsilon_{\lambda T} = \frac{r_{\lambda T}}{r_{\lambda T}^{\text{АЧТ}}}; \quad \epsilon'_T = \frac{B_T^{\circ}}{(B_T^{\circ})_{\text{АЧТ}}}; \quad \epsilon_T = \frac{R_T^{\circ}}{(R_T^{\circ})_{\text{АЧТ}}}. \quad (\text{VIII},16)$$

Коэффициенты излучения определяются экспериментальным путем.

Применительно к источникам света основное значение имеет излучение металлов, в частности вольфрама, служащего для изготовления спиралей ламп накаливания. Большинство металлов обладает селективным излучением, причем спектральный коэффициент излучения $\epsilon_{\lambda T}$ при данной температуре уменьшается с увеличением длины волны. По мере увеличения температуры селективность излучения уменьшается и при очень высоких температурах $\epsilon_{\lambda T} \rightarrow 1$ —излучение приближается к черному. Кривые на

рис. 118, а дают зависимости $\epsilon(T)$ при различных $\lambda = \text{const}$, а на рис. 118, б—зависимости $\epsilon(\lambda)$ для различных $T = \text{const}$.

Кривые рис. 118 совместно с единой изотермической кривой полного излучателя (А.Ч.Т.) позволяют вычислить спектральное распределение излучения вольфрама.

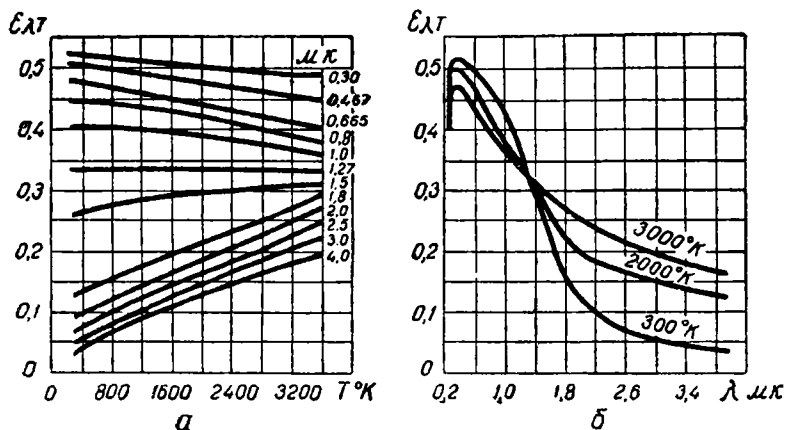


Рис. 118. Зависимость спектральных коэффициентов излучения вольфрама:

а—от температуры при различных длинах волн и б—от длины волны при различных температурах

Интегральная плотность излучения (энергетическая светность) металлов может быть вычислена, согласно (VIII,16) и (VIII,5), по формуле

$$\text{причем} \quad R_T^0 = \epsilon_T (R_T^0)_{\text{АЧТ}} = \epsilon_T \cdot \sigma T^4, \quad (\text{VIII},17)$$

$$\epsilon_T = (1 - e^{-\beta T}),$$

где β —коэффициент, зависящий от рода металла. Для вольфрама $\beta = 1,47 \cdot 10^{-4}$. По мере увеличения температуры, $\epsilon_{\lambda T} \rightarrow 1$, что непосредственно указывает на приближение излучения металлов к излучению черного тела.

Колориметрические характеристики теплового излучения металла могут быть указаны, как обычно, яркостью и коэффициентами цветности. Применяются, однако, часто иные, своеобразные характеристики, основанные на следующем.

Все характеристики излучения черного тела, в том числе цветность и яркость, однозначно определяются его температурой. Поэтому для черного тела температура является универсальной характеристикой всех его свойств.

Нечерное тело, селективно излучающее, имеет при одной и той же температуре с черным телом меньшую яркость и иную цветность. Для металлов максимум излучения приходится на меньшую длину волны, чем для черного тела, и цвет излучения первых менее кра-

сен, чем у второго. Можно, однако, подобрать такие температуры черного тела, при которых оно будет иметь такую же цветность или яркость, как и данное нечерное тело при его истинной температуре. Эти температуры черного тела называются соответственно ц в е т о в о й и я р к о с т н о й т е м п е р а т у р а м и нечерного тела; они косвенно характеризуют цветность и яркость последнего. По цветовой температуре могут быть определены коэффициенты цветности (по графику на рис. 53), а затем цветовой тон и чистота цвета (по графику на рис. 52). По яркостной температуре может быть определена яркость при помощи формулы (VIII,11) или табл. 26.

Световая экономичность излучения металлов может характеризоваться теми же коэффициентами η_a , η_b , η_c и ξ_c , что и черное тело.

В табл. 27 приведены значения основных характеристик излучения вольфрама при разных температурах.

Таблица 27

Характеристики излучения вольфрама

Истинная температура T (°К)	Яркостная температура T_j (°К)	Цветовая температура T_c (°К)	Плотность излучения R_T^a (вт/см ²)	Яркость B (сб)	Световая отдача ξ_c (лм/вт)
1000	966	1006	0,603	$1,17 \cdot 10^{-4}$	—
1500	1420	1517	5,52	0,330	0,197
2000	1857	2033	24	20,0	2,77
2100	1943	2137	30,5	35,6	3,94
2300	2109	2347	47,2	100,5	7,16
2500	2274	2557	69,8	237,5	11,55
2600	2356	2663	83,8	347	14,15
2700	2437	2770	99,8	498	17,12
2800	2516	2878	117,5	694	20,2
2900	2595	2986	137,5	949	23,6
3000	2673	3094	160,3	1257	27,1
3100	2750	3202	185,5	1647	30,7
3200	2827	3311	214	2110	34,2
3300	2903	3422	245	2685	38,1
3400	2978	3533	280	3370	42,2
3500	3053	3646	318	4220	45,3
3600	—	—	360	—	—
3655	3165	3817	383	5740	—

§ 2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЛАМПЫ НАКАЛИВАНИЯ

Тело накала и газовое наполнение. Электрическая лампа накаливания представляет собой тепловой источник света, в котором излучающим телом (телом накала) является спираль той или иной

конструкции из вольфрамовой проволоки, накаляемая электрическим током. Тело накала помещается в вакуумную или наполненную инертными газами стеклянную колбу той или иной формы.

Применение вольфрама для изготовления тел накала объясняется следующими его свойствами: 1) вольфрам является наиболее тугоплавким металлом—его температура плавления равна 3665° К. Это позволяет накаливать вольфрамовую спираль до высоких температур, вплоть до 3200—3300° К, и получать сравнительно большую яркость и световую отдачу; 2) световой к.п.д., т. е. доля видимого света в общем излучении вольфрама, больше, чем у других металлов, а также больше, чем у полного излучателя при одинаковых температурах. Соответственно цветовая температура вольфрама выше его истинной температуры (см. табл. 27); 3) вольфрам имеет меньшую скорость испарения по сравнению с другими металлами при одинаковой температуре; 4) вольфрам с незначительными добавками окисей кремния, тория или алюминия обладает высокой механической прочностью и позволяет получать нити в широком диапазоне диаметров (от 0,01 мм) путемковки и протяжки.

Длительное нагревание вольфрама, как и любого вещества, до высокой температуры интенсивного свечения возможно только при достаточно высоком вакууме или в присутствии инертных газов. Первые лампы накаливания изготовлялись вакуумными для уменьшения отвода тепловой энергии от тела накала наружу. Однако в вакууме происходит весьма быстрое испарение вольфрама. Чтобы при этом обеспечить длительный срок службы лампы, приходится ограничиваться сравнительно низкой температурой накала вольфрамовой нити (порядка 2500° К). В газополных лампах имеют место значительные тепловые потери энергии через газ, но вместе с тем во много раз уменьшается распыление вольфрама, что позволяет намного повысить температуру тела накала. Возрастающие при этом энергетический и световой к.п.д. излучения не только компенсируют, но и перекрывают тепловые потери энергии.

Для одновременного уменьшения как тепловых потерь энергии, так и скорости испарения вольфрама, колбы современных ламп наполняются тяжелыми инертными газами, обладающими малой теплопроводностью, а тело накала делается возможно более концентрированным, в виде спирали с малой длиной и сравнительно большим диаметром. Распыление вольфрама снижается с увеличением давления и молекулярного веса газа. При обычном давлении наполнения ламп около 600 мм рт. ст. распыление вольфрама в азоте (мол. вес 28,01) примерно в 4 раза больше, чем в аргоне (мол. вес 39,94) [63]. Наиболее часто для наполнения ламп применяется технический аргон (86% Ar+14% N₂). Применяется также криптоно-ксеноновая смесь. В мощных лампах, например кинопроекторных, с весьма концентрированным телом накала и с малыми расстояниями между электродами, применяется

чистый азот, обладающий большей электрической прочностью (меньшей электропроводностью), хотя и менее выгодный с точки зрения распыления вольфрама, тепловых потерь и световой отдачи. Лампы накаливания малой мощности (до 60 *вт*) делают вакуумными, так как при весьма тонких нитях таких ламп тепловые потери через газовое наполнение не компенсируются увеличением температуры нити.

Тело накала в виде спирали имеет следующие преимущества по сравнению с прямолинейной нитью:

- 1) уменьшение тепловых потерь, обусловленных теплопроводностью, при наполнении лампы газом;
- 2) уменьшение термического распыления вольфрама;
- 3) уменьшение эффективной длины тела накала, приводящее к уменьшению тепловых потерь за счет уменьшения количества держателей;
- 4) уменьшение мощности, необходимой для достижения той же температуры, позволяющее увеличить диаметр нити при одном и том же рабочем токе лампы, что увеличивает прочность тела накала;
- 5) увеличение яркости внутренней части спирали за счет отражения излучения, испускаемого противоположащими витками.

Эти преимущества в большей мере сказываются в случае применения двойных и даже тройных спиралей (называемых б и с п и р а л я м и и т р и с п и р а л я м и).

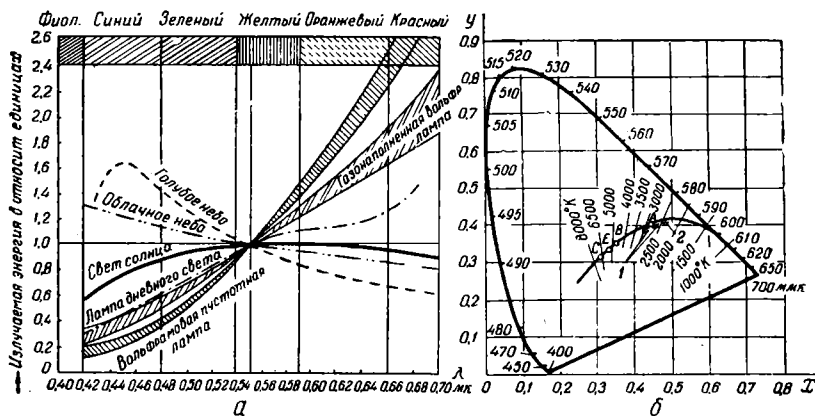


Рис. 119. Спектральное распределение энергии некоторых источников света и их цветность:

а) распределение энергии в спектре ламп накаливания и ламп дневного света;
 б) цветность ламп накаливания: 1—газополных, 2—вакуумных

При данной мощности и конструкции лампы ее световой поток определяется температурой тела накала. В связи с тем, что у ламп малой мощности тело накала выполняется из более тонкой проволоки, рабочую температуру их при одном и том же сроке службы приходится выбирать меньшей по сравнению с температурой более

мощных ламп. Соответственно с увеличением мощности ламп растет их световая отдача, световой поток, яркость и цветовая температура.

Относительное спектральное распределение энергии излучения ламп накаливания представлено в виде предельных кривых на рис. 119, а. Для сравнения приведены спектральные кривые естественного света. Цветность ламп накаливания на цветовом графике показана на рис. 119, б.

Электрические и световые параметры ламп накаливания взаимозависимы. При изменении напряжения питающего электрического тока, изменение параметров P , F , ξ_c и t представлено в виде кривых на рис. 120. При изменениях напряжения в пределах до $\pm 10\%$ от номинального можно изменение остальных параметров с точностью 1—2% определять по уравнениям типа

$$\frac{x}{x_0} = \left(\frac{u}{u_0} \right)^{m_x}, \quad (\text{VIII}, 18)$$

где x и x_0 — значения искомого параметра при данном и номинальном режиме горения, u и u_0 — соответствующие значения напряжения.

Значения показателя степени m для нормальных осветительных ламп приведены в табл. 28. Индексы P , F , ξ и t при показателе m обозначают соответственно мощность, световой поток, световую отдачу и срок службы.

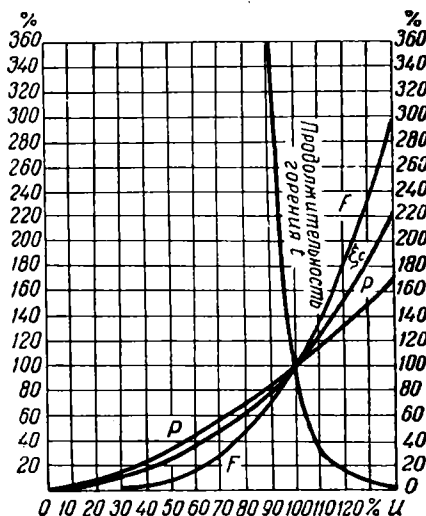


Рис. 120. Зависимость потребляемой мощности, светового потока, световой отдачи и срока службы от напряжения на лампе накаливания

Таблица 28

Значения показателя степени m_x в формуле (VIII, 18)

Тип лампы	Показатели степени			
	m_P	m_F	m_{ξ}	m_t
Вакуумные при $T_{\text{н}} = 2450^\circ \text{K}$	1,58	3,51	1,93	-13,5
Газополные при $T_{\text{н}} = 2800^\circ \text{K}$	1,53	3,67	2,14	-14,8
Газополные при $T_{\text{н}} = 2950^\circ \text{K}$	1,54	3,47	1,93	-13,9

Изменение значений основных параметров в процентах при изменении напряжения сети питания на 1% от номинального значения приведено в табл. 29.

Таблица 29

Изменение параметров лампы накаливания в процентах

Напряжение u	Сила тока I	Мощность P	Световой поток F	Световая отдача ξ_c	Срок службы t
± 1	$\pm 0,5$	$\pm 1,5$	$\pm 3,5$	$\pm 1,8$	$\pm 13,0$

Применительно к проекционным приборам важнейшими характеристиками ламп накаливания являются габаритная яркость и спектральный состав излучения (T_c °K), а также конструкция, форма и размеры тела накала.

Габаритная яркость ламп накаливания существенно зависит от двух факторов—от степени заполнения габаритов тела накала вольфрамом и главным образом от температуры тела накала.

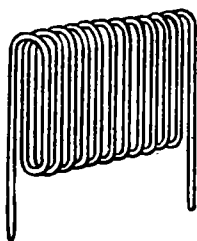


Рис. 121. Конструкция тела накала в виде плоской спирали

Форма и размеры тела накала должны соответствовать остальным параметрам осветительной системы проекционного прибора (см. главу IX). Во всех обычных случаях тело накала должно иметь прямоугольную или квадратную форму. Для этого тело накала изготавливается в виде нескольких спиралей, расположенных рядом в одной плоскости (моноплан) или в двух плоскостях таким образом, что спирали второго ряда располагаются против промежутков между спиралями первого ряда (биплан). В последнем случае значительно увеличивается

заполнение габаритов тела накала вольфрамом. Третьим, более рациональным типом тела накала для проекционных ламп является так называемая плоская спираль (рис. 121) с малыми промежутками между витками. Такая спираль помимо более высокой габаритной яркости обладает и более равномерной яркостью по своей площади, что позволяет изображать ее вблизи проецируемого объекта.

Другой путь увеличения габаритной яркости—повышение температуры тела накала—может достигаться, во-первых, путем форсирования режима горения лампы за счет значительного снижения срока службы; во-вторых, возможно применение более толстой вольфрамовой нити, выдерживающей более высокую температуру нагрета. Такую нить накаляют током низкого напряжения во избежание увеличения потребляемой электрической мощности.

Типы ламп накаливания, применяемых в проекционных приборах. Электрические лампы накаливания классифицируются по их назначению или по их основным конструктивным особенностям на ряд типов: нормальные осветительные (Н), прожекторные (ПЖ), кинопроекционные (К), светоизмерительные зеркальные (ЗС и ЗН), лампы для оптических приборов (СЦ) и др. Полный перечень выпускаемых типов ламп и их характеристики содержатся в каталоге электрических ламп накаливания [77].

В табл. 30 приведены характеристики некоторых кинопроекционных и других типов ламп, находящихся применение в проекционных приборах.

Таблица 30

Характеристики ламп накаливания

Тип лампы	Напряжение U (в)	Мощность P (вт)	Световой поток F (лм)	Световая отдача ξ_c (лм/вт)	Габаритная яркость		Цветовая температура T (°К)	Конструкция тела накала и его габаритные размеры	Средний срок службы t (ч)
					(сб)	(Мвт)			
K12	110	300	6450	21,5	1300	13	3075	Биплан 8×8,5	50
K14	110	500	11000	22,0	1800	18	3090	Биплан 10×10	30
K15	110	750	17250	23,0	2000	20	3120	Биплан 11×11	30
K30	17	170	3900	26,0				Плоская спираль 6,5×4,3	20
K22	30	400	11600	30,0	2500	25	3285	Плоская спираль 8,5×6,7	30
K1	4	3	24	8,0			2850	Спираль 3×0,18	100
K3	5	35	77	2,2			2150	Спираль 9×2,5	500
K7	12	30	528	17,6			3000	Биспираль 4×1,5	50
K27	10	50	850	17,0			3000	Биспираль 6×2	100
ПЖ60	110	300	7050	22,0				12×11	25
ПЖ13	110	500	10500	21,0				13,5×14,5	100
ПЖ14	110	1000	22200	22,2				19,5×16,0	100
СЦ69	6	25	340	13,5				Спираль 5×1,3	100
СЦ62	12	100	1750	17,5				Коническая спираль 8×6,8	75

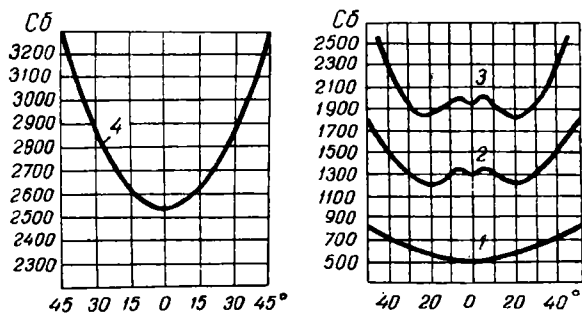


Рис. 122. Зависимость габаритной яркости проекционных ламп накаливания от угла наблюдения: 1—лампы моноплан, 2—лампы биплан 500 *вт*, 3—лампы биплан 750 *вт*, 4—лампы К22 с плоской спиралью

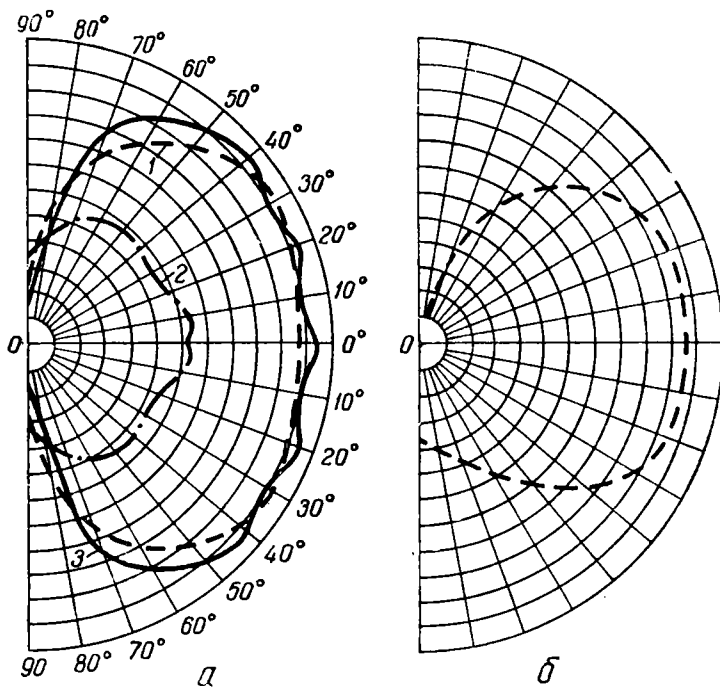


Рис. 123. Кривые распределения силы света проекционных ламп накаливания в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскостях:

1—лампа моноплан, 2—лампа биплан, 3—лампа с плоской спиралью

На рис. 122 представлена зависимость габаритной яркости от угла наблюдения (угла между нормалью к плоскости тела накала и рассматриваемым направлением), а на рис. 123—распределение силы света для нескольких характерных типов кинопроекторных ламп.

Наибольшее применение в кинопроекторных и некоторых других проекционных приборах нашла лампа с плоской спиралью К22. Указываемая в каталоге мощность этой лампы 400 *вт* является наибольшей допустимой. Расчетная и средняя фактическая мощность при напряжении 30 *в* равна около 320 *вт* [25]. Продолжительность горения до перегорания составляет в среднем 70 часов. За это время ее осевая сила света (и яркость) уменьшаются примерно на 15—20%. Лампа К22 допускает значительное форсирование режима горения. При повышении напряжения до 36 *в* (на 20%) габаритная яркость возрастает до 3500 *сб* (35 *Мвт*), срок службы снижается до 7 часов, цветовая температура достигает 3600° К.

При использовании лампы К22 необходимо предусмотреть усиленную или даже принудительную вентиляцию фонаря.

Возможности совершенствования ламп накаливания. Индукционная лампа накаливания. Принципиальным недостатком тепловых источников света является низкий энергетический (η_a) и световой (η_c) к.п.д., что обусловлено малой долей их излучения в видимой области спектра. Как было указано выше, для полного излучателя при очень высоких температурах (7000 и 6500° К) $\eta_a^{max} = 39,4\%$ и $\eta_c^{max} = 14,15\%$. Для вольфрамовых ламп накаливания, у которых температура нити равна 2700 ÷ 3300° К, $\eta_a = 6 \div 12\%$ и $\eta_c = 2 \div 4\%$. Вопрос о хотя бы ограниченном увеличении экономичности ламп накаливания связан с возможностью увеличения температуры тела накала и уменьшения тепловых потерь. Это может быть достигнуто в принципе следующими путями: 1) применение для изготовления тела накала более тугоплавкого материала, чем вольфрам. Такими материалами являются, например, карбиды тантала, гафния и циркония и их смеси. Однако для изготовления спиралей существующие сейчас материалы непригодны из-за хрупкости и малой прочности проволоки; 2) применение для наполнения ламп более тяжелого инертного газа—криптона—вместо аргоно-азотной смеси и повышение давления наполняющего газа. Однако в настоящее время массовое применение криптона задерживается и ограничивается дефицитностью и большой стоимостью этого газа. Увеличению же давления газа препятствуют технологические трудности запайки ламп при наполнении их газом с давлением выше атмосферного. Для изготовления специальных ламп большой мощности с большой габаритной яркостью тела накала может быть применено наполнение ламп парами ртути, давление которых при рабочей температуре лампы достигает нескольких атмосфер.

Существенными преимуществами электрических ламп накаливания являются:

- 1) возможность изготовления ламп с широким диапазоном электрических и световых характеристик;
- 2) возможность непосредственного включения ламп в сеть с напряжением, равным рабочему напряжению лампы;
- 3) большая стабильность электрических и световых характеристик в течение всего срока службы.

В последнее время был разработан новый тип специальной лампы накаливания, в которой нагревание светящегося тела производится не током проводимости, а индукционными токами высокой частоты [99]. Тело накала представляет собой сплошной

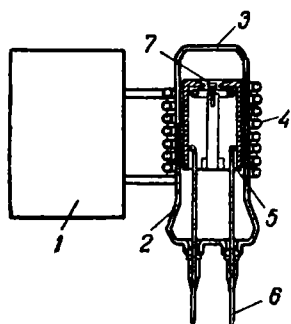


Рис. 124. Индукционная лампа накаливания:

1—источник тока высокой частоты (питающее устройство), 2—стеклянная колба с плоскопараллельной верхней стенкой, 3, 4—индукционная катушка, 5—генератор из посеребренной меди, 6—трубки водяного охлаждения и 7—светящийся диск

диск из карбида тантала диаметром около 8 мм. При цветовой температуре 3700°K яркость диска равна около 6400 *сб* (64 *Мвт*) и срок службы равен около 50 часов; при $T_{ц} = 3300^{\circ}\text{K}$, $B = 2650$ *сб* (26,5 *Мвт*) и $t = 150$ часов. Кроме возможности заметного увеличения цветовой температуры и яркости, важнейшим достоинством этой лампы является почти полная равномерность яркости по всей площади диска—яркость в центре диска может быть всего на 4% меньше, чем на краях его.

Конструкция лампы, схематически представленной на рис. 124, весьма сложна; питающее устройство состоит из трехфазного двухполупериодного выпрямителя и двухлампового генератора высокой частоты и имеет большие габариты. Ввиду этого применение лампы может быть целесообразным только в специальных случаях, как, например, в кинокопировальных аппаратах, в которых она делает излишним светорассеиватель и позволяет увеличить в несколько раз скорость печати. По мере дальнейшего усовершенствования лампы рассматриваемого типа область ее применения может расширяться.

В проекционных приборах следует считать целесообразным применение специальных зеркальных ламп накаливания, т. е. ламп, изготавливаемых в колбах специальной расчетной формы, часть внутренней поверхности которых делается зеркальной. Такие лампы не требуют дополнительных оптических элементов и могут обеспечить лучшее использование светового потока лампы.

В последнее время фирма Филипс (Голландия) разработала и начала серийно выпускать для узкоплеченных 8-мм кинопроекторов зеркальную лампу мощностью 50 *вт*, у которой тыльная

часть колбы представляет собой эллипсоидальный отражатель, а передняя часть колбы (за исключением центрального участка, через который выходит световой поток)—сферический контр-отражатель.

§ 3. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА

В газоразрядных источниках света используется излучение газов или паров металлов, возникающее под действием проходящего через них электрического тока, т. е. электролюминесценция газового разряда. Такое излучение может обладать значительно более высокой световой отдачей, чем тепловое, поскольку соответствующим выбором газа или пара и условий разряда возможно сконцентрировать большую часть излучения в видимой области спектра.

Принцип устройства газоразрядных ламп. Газоразрядная лампа представляет собой стеклянную или кварцевую колбу цилиндрической, сферической или иной формы, в которую герметически впаяны два (иногда три) металлических электрода. Внутреннее пространство колбы после удаления воздуха и тщательного обезгаживания (до 10^{-6} мм рт. ст.) наполняется определенным газом или небольшим количеством металла с высокой упругостью паров (ртуть, натрий и др.). К электродам прикладывается определенная разность потенциалов. Под воздействием возникающего между электродами электрического поля происходит перемещение электрических зарядов—электронов и ионов—к электродам, т. е. возникает электрический ток. Вначале, при малом напряжении на электродах, в газе присутствует небольшое количество заряженных частиц. По мере повышения напряжения эти частицы приобретают все большую скорость и их кинетическая энергия возрастает до уровня, достаточного для ионизации сталкивающихся с ними атомов газа. Таким образом, электрический ток в газе представляет собой перемещение электронов и ионов, образующихся из нейтральных атомов газа в процессе самого разряда.

Процесс ионизации газа, раз начавшись, постепенно возрастает, увеличивая проводимость газовой среды, а следовательно, и электрический ток. Сопротивление тем больше, чем меньше сила тока. Следствием этого является падающая вольт-амперная характеристика газового разряда—с ростом силы тока напряжение на лампе падает. При постоянном напряжении на лампе режим ее горения становится неустойчивым, причем величина тока может возрасти настолько, что приведет к разрушению колбы. Для стабилизации тока в газоразрядных лампах применяют так называемое балластное сопротивление, включаемое последовательно с лампой; падение напряжения в этом сопротивлении компенсирует увеличение проводимости разрядного устройства и тем самым ограничивает величину тока.

Формы применяемых разрядов. Электрический разряд в газе может принимать различные формы в зависимости от условий во внешней цепи (величина питающего напряжения и балластного сопротивления), типа катода и давления газа или пара. В лампах непрерывного свечения большой яркости используется дуговой разряд. В импульсных источниках света используется искровой разряд, получаемый при помощи специальных питающих и управляющих устройств.

Дуговой разряд происходит при больших плотностях тока на катоде, когда энергия положительных ионов, бомбардирующих катод, делается настолько значительной, что катод сильно накаляется и возникающая термоэлектронная эмиссия резко снижает катодное падение потенциала (примерно до 10 в). Таким образом, дуговой разряд характерен наличием термоэлектронной эмиссии катода и малым катодным падением потенциала.

Различают газовые разряды самостоятельные и несамостоятельные в зависимости от того, поддерживается ли разряд только благодаря внутренним процессам, вызываемым наложенным электрическим полем, или существование разряда в данной форме зависит от внешних ионизаторов. Так, дуговой разряд является самостоятельным, если электроны, необходимые для разряда, получаются путем термоэлектронной эмиссии при использовании энергии самого разряда, выделяемой на катоде в виде тепла (самокалящиеся катоды). Если же термоэлектронная эмиссия катода происходит благодаря нагреванию его от отдельной цепи накала, независимому от разряда, то разряд является несамостоятельным.

Излучение газового разряда

При прохождении электрического тока через газ происходят столкновения заряженных частиц с нейтральными атомами и передача последним запаса кинетической энергии. В зависимости от величины кинетической энергии электрона различают три возможных следствия его соударения с атомом: а) у п р у г и й у д а р, происходящий при малой энергии электрона и приводящий к увеличению скорости атома, а следовательно, и температуры газа; упругие удары приводят к тепловым потерям энергии, которые увеличиваются с повышением давления газа; б) и о н и з а ц и я а т о м а, происходящая при большой энергии соударяющегося электрона; в) в о з б у ж д е н и е а т о м а, происходящее при значении энергии электрона, промежуточном между значениями, вызывающими упругий удар и ионизацию. Возбуждение атома заключается в переводе его с нормального уровня на тот или иной более высокий энергетический уровень в зависимости от сообщенной энергии. При этом наиболее вероятны переводы на ближайшие уровни, вполне определенные для данного вещества.

Излучение света обусловлено возбуждением атомов газа. В возбужденном состоянии атом пребывает лишь весьма короткое время (в среднем 10^{-8} сек.), после чего он снова возвращается на нормальный уровень, излучая при этом световой квант с энергией, равной разности энергий атома в возбужденном и нормальном состоянии $\epsilon - \epsilon_0$. Частота излучения

$$\nu = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{h},$$

где h —постоянная Планка.

Излучения, возникающие при самопроизвольном возвращении атома с ближайших возбужденных состояний в нормальное, называются **резонансными**. В зависимости от структуры внешней электронной оболочки атома данного вещества он может излучать одну или несколько резонансных линий. Например, атом ртути дает две резонансные линии с длинами волн 185,0 и 253,7 *ммк*.

Выход излучения из разряда сильно зависит от условий разряда и в первую очередь от давления газа или пара и силы тока, причем эта зависимость различна для резонансного и нерезонансного излучений. Благоприятными для выхода излучений являются: 1) область низких давлений и малых плотностей тока, в которой особенно велик выход резонансных излучений, и 2) область высоких и сверхвысоких давлений и сравнительно больших плотностей токов, в которой преобладает выход нерезонансных излучений.

Использование фотолюминесценции для изменения спектрального состава и цветности излучения газоразрядных ламп. Фотолюминесценцией называется излучение света веществом под воздействием падающих на него электромагнитных излучений. В настоящее время известны многие вещества и составы—газы, жидкости и твердые тела,—у которых наблюдается явление фотолюминесценции. Такие вещества носят общее название **люминофоров**.

В зависимости от длительности **послесвечения**, т. е. свечения вещества после прекращения его облучения, в известной мере условно различают два вида фотолюминесценции: а) **флуоресценцию**—длительность послесвечения ничтожно мала и б) **фосфоресценцию**—длительность послесвечения сравнительно велика (условно от 0,1 сек. и больше, до многих часов). Флуоресценция наблюдается главным образом у газов и жидкостей, а фосфоресценция—у твердых тел.

Излучение, возбуждающее люминесценцию вещества, должно поглощаться этим веществом, т. е. длины волн возбуждающих излучений должны лежать внутри той или иной полосы поглощения данного вещества. При этом спектр люминесценции не зависит от длины волны возбуждающего света в пределах полосы поглощения. Это схематически показано на рис. 125. Спектр

люминесценции и спектр поглощения обычно частично перекрываются, ввиду чего часть спектра люминесценции может иметь меньшие длины волн, чем длина волны возбуждающего излучения (часть ab на рис. 125). Однако всегда соблюдается правило Стокса, согласно которому спектральный максимум люминесценции L смещен в сторону больших длин волн относительно спектрального максимума поглощения A .

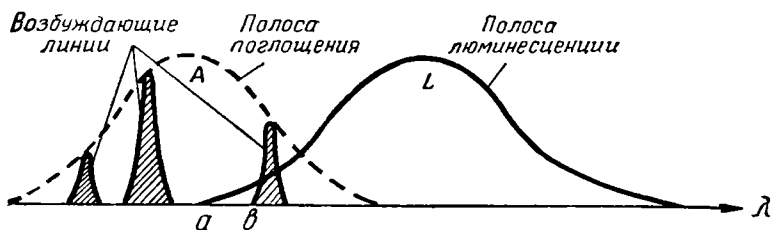


Рис. 125. Спектр поглощения и спектр фотолюминесценции

Из правила Стокса вытекает возможность превращения коротковолновых излучений газового разряда в излучения больших длин волн при помощи соответствующих люминофоров, наносимых на стенки колбы газоразрядной лампы. Лампы, основанные на использовании электролюминесценции газового разряда и фотолюминесценции люминофоров, получили название **фотолуминесцентных ламп**. Широкое применение для целей освещения получили ртутные лампы низкого давления с люминофорами, превращающими резонансные линии ртути (185,0 и 253,7 *ммк*) в видимый свет, приближающийся к белому.

Типы и характеристики газоразрядных ламп, применяющихся в проекционных приборах. В качестве источников света проекционных приборов могут применяться только те из многих существующих типов газоразрядных ламп, которые обладают высокой яркостью (большей, чем у ламп накаливания), достаточными размерами светящегося тела и удовлетворительным (для каждой данной конкретной цели) спектральным составом излучения. К ним относятся ртутные и ксеноновые лампы сверхвысокого давления шарового типа (СВДШ).

Ртутные шаровые лампы сверхвысокого давления

Ртутные лампы СВДШ представляют собой толстостенную кварцевую колбу шаровой (или эллипсоидальной) формы, в которую впаяны на малом расстоянии друг от друга два вольфрамовых активированных электрода (рис. 126). У некоторых типов шаровых ламп в колбу впаян еще третий вспомогательный электрод в виде вольфрамовой проволоочки, служащий для облегчения зажигания разряда. Лампы наполняются строго дозированным количеством ртути и инертным газом. После зажигания лампы и испа-

рения всей ртути давление доходит до $30 \div 70 \text{ атм}$ у ламп малой мощности ($50 \div 200 \text{ вт}$) и до $10 \div 20 \text{ атм}$ у ламп большой мощности (несколько киловатт). Ввиду малого расстояния между электродами, лампы могут работать от сети нормального напряжения 220 и 127 в, а некоторые типы ламп с очень малыми расстояниями между электродами требуют еще меньших напряжений—36 и 24 в.

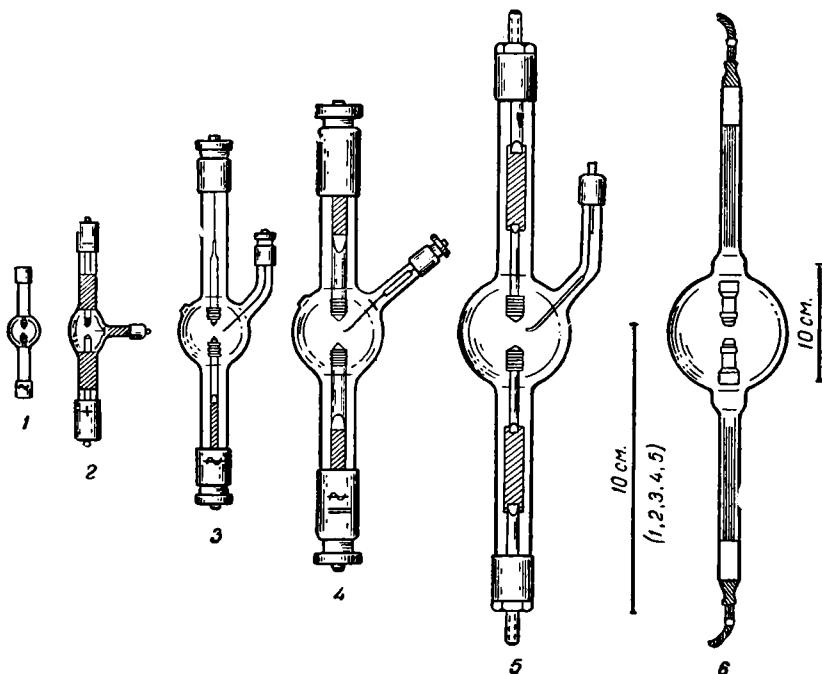


Рис. 126. Общий вид ртутных ламп СВДШ (обозначения см. в табл. 31)

Основные характеристики ртутных ламп СВДШ приведены в табл. 31 [62]. Как видно из этой таблицы, максимальная яркость в середине разряда имеет весьма высокие значения—от 150 до 1000 Mnt ($15 \div 100 \text{ ксб}$). Типичное распределение яркости вдоль и поперек разряда представлено на рис. 127. Наибольшая яркость имеет место вблизи электродов, где она достигает сотни килостильб. В поперечном направлении яркость уменьшается от оси разряда к периферии. Вообще яркость растет с увеличением энергии, излучаемой единицей объема разрядного пространства, т. е. с ростом давления и силы тока разряда и с уменьшением расстояния между электродами.

Световая отдача у большинства ламп составляет $40 \div 50 \text{ лм/вт}$, т. е. примерно в два раза больше, чем у проекционных ламп накаливания.

Таблица 31

Характеристики ртутных ламп СВДШ

Величина	Типы ламп							
	50	100	200	250	500	1000	2000	10000
Мощность лампы (номин.), <i>вт</i>	50	100	200	250	500	1000	2000	10000
Минимальное напряжение питания, <i>в</i> : постоянное переменное	200	36	100 200	127	100 200	200	200	120
Напряжение на лампе, <i>в</i>	35—50	16—24	55—75	68—88	70—90	95— 105	45—65	60—75
Рабочий ток, <i>а</i> : постоянный переменный		6,3— 4,2	3,7— 2,2 4,0— 2,9	4,4— 3,7	7,1— 5,6 7,9— 6,1	13—10	49—34	175
Яркость в середине разряда (прибл.): <i>Мвт</i> <i>ксб</i>	200 20	1 000 100	230 23	150 15	200 20	200 20	500 50	500 50
Размер светящегося тела (прибл.), <i>мм</i> × <i>мм</i>	0,6 × ×1,2	0,3 × ×0,3	1,4 × ×2,5	2,5 × 5	,5 × ×4,5		3 × 4,5	×10
Световая отдача (прибл.), <i>лм/вт</i>	32	12	42	45	44	50	40	55
Диаметр кварцевой колбы (внешний), <i>мм</i>	9	12	18	25	35	40	46	100
Полная длина лампы (прибл.), <i>мм</i>	46	80	105	145	190	230	300	500
Общий вид лампы на рис. 126	1	2		3	4	5		6

Излучение ртутных ламп СВДШ имеет линейчатый спектр с непрерывным фоном, как это видно из рис. 128. Почти все видимое излучение сосредоточено в четырех линиях сине-зеленой части спектра. Доля красного света в видимом излучении составляет всего лишь около 4—6%.

Некоторое улучшение цветности ртутных ламп СВДШ, сопровождаемое снижением их световойдачи, достигается путем добавления кадмия и цинка.

Важнейшим достоинством ртутных ламп СВДШ является их высокая яркость. Вместе с тем этим лампам присущ ряд существ-

венных недостатков: длительное время разгорания (2—5 минут), необходимость в остывании лампы после выключения для повторного зажигания, значительный расход мощности в схемах зажигания и питания, необходимость в защитных устройствах для предо-

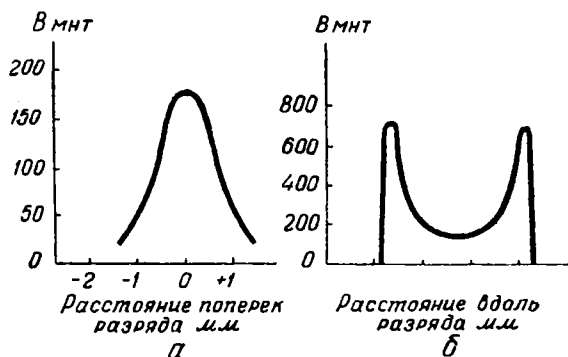


Рис. 127. Распределение яркости в ртутной лампе СВДШ мощностью 250 вт:
а—поперек разряда, б—вдоль разряда

хранения от возможного разрыва колбы при весьма высоких давлениях паров ртути и от облучения ультрафиолетом, плохая цветопередача вследствие указанной выше бедности спектра излучения, особенно в длинноволновой части видимого спектра. Эти недостатки сильно ограничивают применение ртутных ламп СВДШ в проекционных приборах.

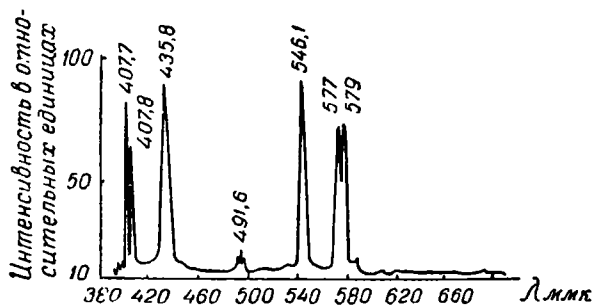


Рис. 128. Распределение энергии в спектре излучения ртутной лампы СВДШ

Ксеноновые дуговые лампы сверхвысокого давления в шаровых колбах

Ксеноновая лампа СВДШ представляет собой электрическую дугу закрытого типа в среде ксенона между двумя весьма близко расположенными электродами из вольфрама. Электроды впаи-

ваются в баллон сферической формы из плавленного кварца, способный выдержать весьма высокие давления—в несколько десятков атмосфер. По своей конструкции эти лампы мало отличаются от ртутных ламп СВДШ. Общий вид различных типов ксеноновых ламп СВДШ представлен на рис. 129.

Важнейшим отличием разряда в тяжелых инертных газах (аргоне, криптоне и ксеноне) при высоких давлениях и больших

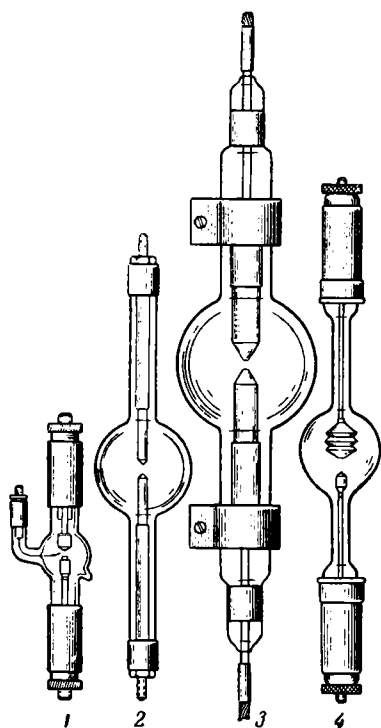


Рис. 129. Общий вид ксеноновых ламп СВДШ (обозначения см. в табл. 32)

плотностях тока является непрерывный спектр излучения в видимой области при отсутствии сколько-нибудь интенсивных линий. Наиболее благоприятным является разряд в самом тяжелом инертном газе—ксеноне. При низком давлении интенсивность спектральных линий ксенона в видимой области весьма мала. При весьма высоких давлениях излучение сплошного спектра обязательно главным образом нерегулярному торможению движущихся электронов в поле ионов, при котором энергия излучаемых квантов может иметь непрерывный ряд значений.

На рис. 130 представлено спектральное распределение энергии излучения ксеноновой лампы СВДШ в интервале длин волн от 220 до 1500 м.мк и отдельно в большем масштабе, только в видимой области для двух режимов горения лампы. Спектр в видимой области почти точно совпадает со спектром естественного дневного света, показанным пунктирной линией.

Спектральный состав излучения ксеноновой лампы соответствует цветовой температуре около 5600° К и является весьма благоприятным для правильной цветопередачи освещаемых объектов. При этом спектральный состав остается неизменным как в широком диапазоне давления ксенона и мощности для разных ламп, так и в широких пределах силы тока (или мощности) для данной лампы. Эти свойства ксеноновых ламп являются уникальными для газоразрядных источников света.

Как видно из спектральной кривой излучения на рис. 130, ксеноновая лампа может служить интенсивным источником ближнего инфракрасного излучения.

В отличие от ртутных ламп СВДШ, в которых давление ртутного пара достигает рабочей величины в несколько десятков атмосфер только после зажигания ламп и достижения ими высокой температуры, в ксеноновых лампах СВДШ давление и в нерабочем (холодном) состоянии составляет около 10 атм. Этим обуславливается практическое отсутствие периода разгорания, свойственного разрядам в парах металлов, т. е. световые характеристики ксеноновых ламп сразу после зажигания близки к установившимся при длительном их горении.

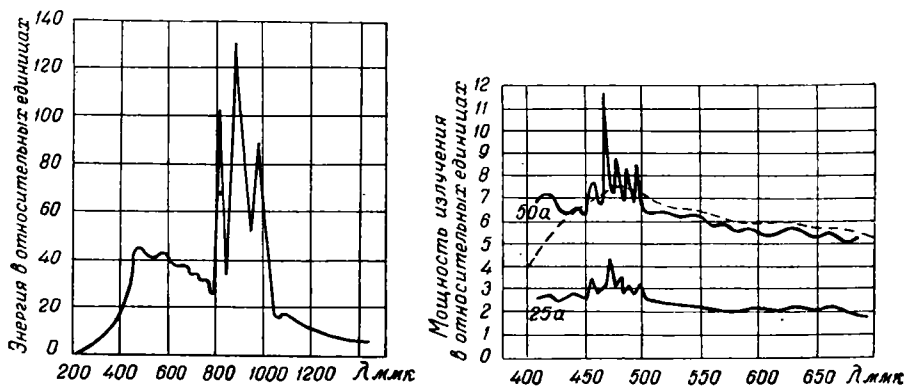


Рис. 130. Спектральное распределение энергии излучения ксеноновых ламп СВДШ

При разряде в среде инертных газов приходится считаться с чрезвычайно большой конвекцией, которая может вызвать значительное перемещение дуги и изменение ее формы. Уменьшение роли конвекции в лампах СВДШ достигается весьма близким расположением электродов (до 4 мм) по вертикали. Сравнительно меньшая конвекция присуща ксенону, имеющему наибольший атомный вес по сравнению с другими инертными газами. Малая длина дуги необходима также для получения высокой яркости разряда. Вместе с тем малая длина дуги является причиной сравнительно низкой световой отдачи, не превышающей 30—35 лм/вт у мощных разрядов (в 1,5—2 раза меньшей по сравнению с ртутными лампами при равных условиях). Это объясняется возрастанием потерь мощности на электродах и экранирования светового потока последними по мере уменьшения длины дуги.

Характеристики ксеноновой лампы СВДШ сильно зависят от силы тока. На рис. 131 и 132 [27] представлены зависимости напряжения U , центральной яркости (яркости в центре разряда) $B_{ц}$, светового потока F и световой отдачи ξ_c от силы тока соответственно для переменного и постоянного тока. Как видно из кривых $U(I)$, вольтамперная характеристика является слабо возрастающей, что позволяет стабилизировать разряд при помощи очень небольших балластных сопротивлений.

Яркость и световой поток быстро возрастают с увеличением силы тока. Поскольку при этом спектральный состав излучения остается постоянным, можно путем изменения силы тока в широких пределах регулировать световые характеристики ксеноновых ламп.

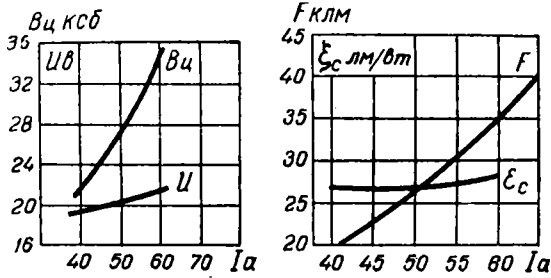


Рис. 131. Зависимость напряжения, яркости, светового потока и световой отдачи от силы тока у ксеноновой лампы переменного тока мощностью 1 *квт*

Световая отдача возрастает с силой тока в значительной мере у ламп постоянного тока и слабо у ламп переменного тока.

Яркость разряда ламп постоянного тока уменьшается вдоль его оси от катода (нижнего электрода) к аноду и в поперечных

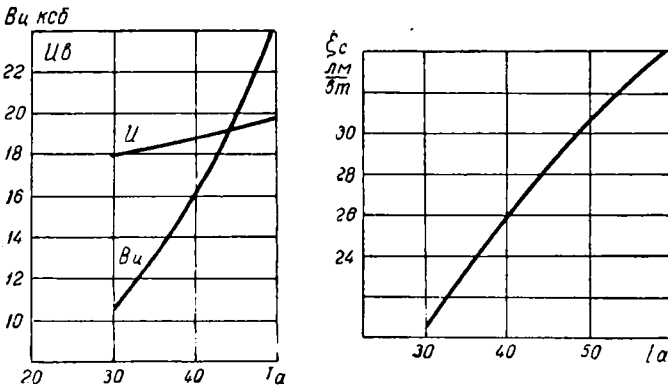


Рис. 132. Зависимость напряжения, яркости и световой отдачи от силы тока у ксеноновой лампы постоянного тока мощностью 1 *квт*

направлениях от оси к периферии, как это показано на рис. 133. Цифры на кривых обозначают расстояние (в *мм*) от катода. У лампы переменного тока распределение яркости разряда представлено на рис. 134. Здесь цифры на кривых обозначают расстояние от верхнего электрода (в *мм*). Неравномерность распределения яркости делает необходимым выбрать для использования

в проекционных приборах только часть разряда, в пределах которого изменение яркости может считаться допустимым.

Основные характеристики нескольких типов ксеноновых ламп СВДШ (в большинстве—экспериментальных образцов) приведены в табл. 32.

Как видно из этой таблицы, световые характеристики ксеноновых ламп СВДШ имеют весьма большой диапазон значений. Яркость имеет пределы от 70 до 1500 $Mнт$, световой поток—от 0,6 до 51 $клм$, световая отдача—от 6,0 до 34,0 $лм/вт$. Возможно

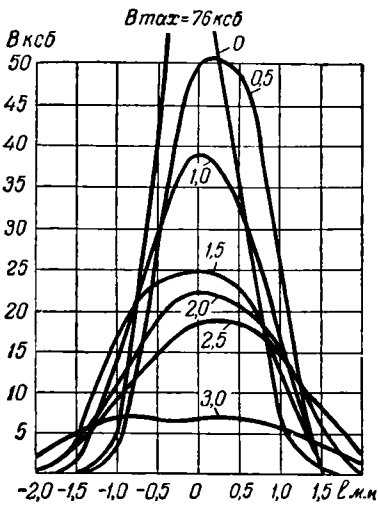


Рис. 133. Распределение яркости разряда у ксеноновой лампы постоянного тока

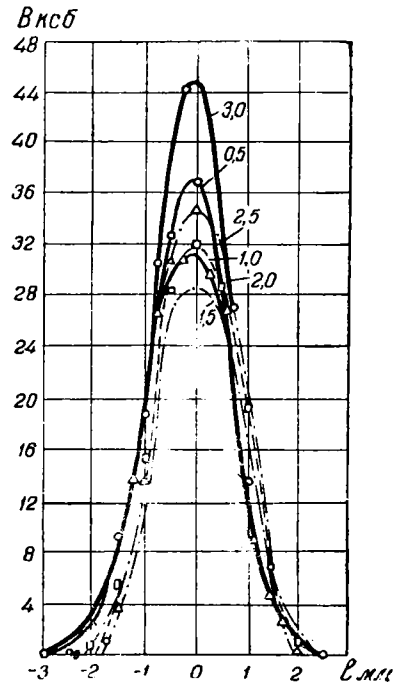


Рис. 134. Распределение яркости разряда у ксеноновой лампы переменного тока

изготовление ламп на мощности до 150—200 $квт$ с яркостями 1500—2000 $Mнт$.

Срок службы ксеноновых ламп исчисляется от одной до нескольких сотен часов.

Особо следует отметить возможность использования ксеноновой лампы СВДШ переменного тока для безобъекторной кинопроекции, основанную на том, что форма кривой светового потока соответствует кривой тока до частот порядка 1000 $гц$ и выше. При некотором искажении (заострении) формы кривой тока ксеноновой лампы ее световой поток приобретает форму отдельных световых импульсов с двойной частотой питающего переменного тока, т. е. 100 $гц$. Эта частота намного выше критической частоты мельканий $N_{кр}$ даже при высоких яркостях и больших угловых

Таблица 32

Характеристики ксеноновых ламп СВДШ

Величина	Лампы постоянного тона						Лампы переменного тона			
	100	300	500	1000	1500	2000	150	500	1000	2000
Мощность лампы, <i>вт</i>	100	300	500	1000	1500	2000	150	500	1000	2000
Напряжение на лампе, <i>в</i>	12,5	15	55	20	23	25	22	19	25	19
Сила тока, <i>а</i>	8	20	9,1	50	65	80	8	28,5	40	112
Длина дуги, <i>мм</i>	0,3	1,0		2,0	3,5	1,0	2,5	2,8	5,0	3,5
Ширина разряда до $V=0,5 V_{ц}$, <i>мм</i>	0,5	2,0		2,2	3,0	2,8			2,4	4,2
Световой поток, <i>кЛм</i>	0,6	4,6		27	51	33		11	32	32
Сила света, <i>св</i>	100	500		3000	5000	4200			3500	4100
Центральная яркость, <i>Мвт</i>	500	300		900	360	1500	70	150	250	250
Световая отдача, <i>лм/вт</i>	6,0	15,3	27	27	34,0	16,5			32	16,0
Срок службы, часы				300						
Внешний диаметр разрядной колбы, <i>мм</i>			29						50	
Полная длина лампы, <i>мм</i>			250						300	
Положение горения	Вертикальное						Вертикальное			
Охлаждение лампы	Естественное						Естественное			
Общий вид лампы на рис. 129	1			4					2	3

размерах экранов. Если обеспечить перемещение фильма на один кадр во время промежутка между импульсами тока (около 6 миллисекунд), то обтюратор делается излишним. Такое решение было реализовано в НИКФИ [27] для проекции 16-мм фильма, причем с лампой 1000 *вт* световой поток кинопроектора достигает 2000 *лм*.

Импульсная ксеноновая лампа допускает кратковременную нагрузку ее во много раз большей мощностью по сравнению с не-

прерывным разрядом. Соответственно возрастает и яркость импульса. Используя полностью импульсное излучение лампы (т. е. не задерживая его обтюратором), можно достичь значительного увеличения полезного светового потока кинопроектора.

§ 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ УГОЛЬНЫЕ ДУГИ

Электрическая угольная дуга впервые была открыта в 1802 году профессором В. В. Петровым в Петербурге. Используя это явление, П. Н. Яблочков и В. Н. Чиколев создали в 70-х годах XIX века дуговые лампы, которые, постепенно развиваясь и совершенствуясь, стали наиболее мощными искусственными источниками света.

Физические процессы в угольных дугах

Электрической угольной дугой называется дуговой разряд через воздушный промежуток между угольными электродами, на которых создана достаточная разность потенциалов. Этот разряд сопровождается свечением высокой яркости, используемым в качестве источника света.

Основной составной частью угольных электродов является углерод в виде сажи, графита, кокса или их смеси. Достоинствами угольных электродов являются способность выдерживать очень высокие температуры до 3800° , способность испаряться, предварительно не плавясь (плавление углерода возможно при давлении около 100 атм), малая теплопроводность, дешевизна материала.

Зажигание дуги производится путем сближения электродов, присоединенных к источнику электрического тока, до соприкосновения друг с другом и последующего разведения их на некоторую длину. При смыкании электродов образуется замкнутая электрическая цепь, причем на участке соприкосновения электродов благодаря малой площади их контакта по сравнению с площадью сечения электродов создается большое сопротивление и выделяется значительная мощность. Вследствие этого электроды сильно раскаляются и на катоде возникает термоэлектронная эмиссия. Благодаря малому расстоянию между электродами в начале их размыкания, градиент поля оказывается очень большим (около 10^9 в/см) и эмитированные электроны проходят межэлектродный промежуток в направлении к аноду, т. е. образуется разряд. При течении дугового разряда в межэлектродном промежутке возникает высокая температура и для прохождения тока оказывается достаточным небольшой градиент поля (около 20 в/см). Соответственно оказывается возможным увеличить длину разрядного промежутка (д л и н у д у г и).

В разрядном промежутке происходит ионизация молекул газа или пара, заполняющего этот промежуток, и движение положительных и отрицательных ионов соответственно к катоду и к аноду.

При стационарном горении угольной дуги нагрев катода, необходимый для поддержания достаточной эмиссии электронов, осуществляется за счет выделяемой на нем положительными ионами кинетической энергии. Эта энергия компенсирует затрачиваемую на катоде работу выхода электронов, энергию излучения и потерю энергии путем теплопроводности. Температура катода близка к 3500°K .

Пространство между областями катодного и анодного падений потенциала (непосредственно примыкающими к электродам) называется пламенем дуги. Это пространство заполнено термической плазмой, являющейся квазинейтральной в электрическом отношении—число отрицательных и положительных зарядов в любой момент в среднем приблизительно одинаково. Вследствие значительно большей (примерно в 150 раз) скорости электронов по сравнению со скоростью положительных ионов, основными носителями тока в дуговом разряде являются электроны.

Электроны, обладающие большой скоростью, падая на анод, выделяют на нем значительно большую энергию, чем медленные положительные ионы на катоде. Вследствие этого анод раскаляется сильнее катода—температура анода близка или равна температуре его возгонки (3800°K). Выделенная на аноде энергия расходуется на излучение, на нагрев анода, а также на его испарение.

Классификация угольных дуг. Различают три основных вида угольной дуги в зависимости от плотности электрического тока и состава углей: 1) простая дуга, 2) пламенная дуга и 3) дуга высокой интенсивности. Каждая из этих дуг имеет свои существенные особенности и соответствующие применения. Для кинопроекции применяются теперь почти исключительно дуги высокой интенсивности, часто упрощенного типа (с невращающимся положительным углем).

По роду питающего электрического тока различают дуги постоянного и переменного тока. Специфические свойства угольной дуги в наибольшей мере выявляются при питании ее постоянным током. Ввиду этого ниже рассматриваются свойства дуг постоянного тока и указываются особенности дуг переменного тока.

Простая угольная дуга

Простой угольной дугой называется дуговой разряд между чисто угольными электродами при сравнительно малой плотности тока (порядка $20\text{--}30\text{ а/см}^2$).

При одинаковых диаметрах обоих электродов сильнее накаляемый анод сгорает примерно в два раза быстрее, чем катод. Чтобы сделать скорости их сгорания одинаковыми, диаметр анода делается в 1,3—1,5 раза больше, чем диаметр катода. При этом плотность тока на катоде будет больше, чем на аноде (\sim в два раза).

При горении простой дуги постоянного тока на конце анода образуется воронкообразное углубление, называемое к р а т е -

ром дуги. Межелектродный промежуток заполнен в основном раскаленными частицами воздуха, электроды испаряются мало. Вольтамперная характеристика зависит от расположения дуги—при горизонтальном или наклонном расположении она является падающей (рис. 135, кривая 1), при вертикальном расположении—постоянной (рис. 135, кривая 2). Пунктирные участки на кривых характеризуют переход спокойной дуги в шипящую, возникающую, начиная с некоторой критической силы тока. Для практики имеет значение спокойная форма простой угольной дуги.

Отличительным свойством такой дуги является равномерная и постоянная при различных силах тока (в известных пределах) яркость центральной части кратера, равная около 180 Мвт (18 ксб). При повышении силы тока увеличивается диаметр этой части кратера с равномерной яркостью при сохранении указанной постоянной величины яркости.

Так, при силе тока $7a$ диаметр участка постоянной яркости в кратере 11-мм графитового анода равен 1 мм , а при силе тока $15a$ —около 3 мм . Таким образом, при увеличении силы тока возрастают световой поток и сила света, яркость же остается неизменной.

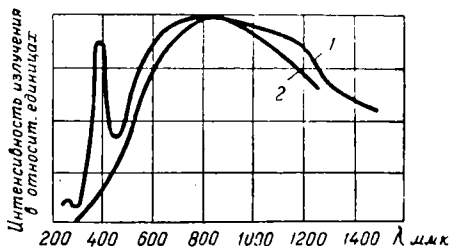


Рис. 136. Спектральные кривые излучения простой угольной дуги (1) и полного излучателя при температуре 3800° К (2)

излучения полного излучателя при $T = 3800^\circ \text{ К}$ (рис. 136). Другими словами, цветовая температура излучения анода $T_{\text{ц}} = 3800^\circ \text{ К}$. Спектральная кривая излучения дуги имеет значительный пик около $\lambda = 390 \text{ мкм}$ (так называемый пик циана), обусловленный свечением циана в пламени дуги, накладывающимся на тепловое излучение анода.

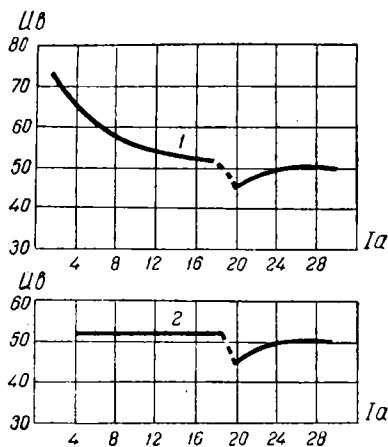


Рис. 135. Вольтамперная характеристика простой угольной дуги: 1—при горизонтальном расположении электродов, 2—при вертикальном их расположении

Основное значение в качестве источника света имеет кратер анода—на его долю приходится $85 \div 95\%$ всего светового потока дуги. На долю катода приходится $10 \div 4\%$ и на долю пламени дуги $5 \div 1\%$.

Спектральная кривая излучения анода близка по форме к спектральной кривой излучения дуги имеет значительный пик около $\lambda = 390 \text{ мкм}$ (так называемый пик циана), обусловленный свечением циана в пламени дуги, накладывающимся на тепловое излучение анода.

Световая отдача простой угольной дуги зависит от силы тока и составляет при обычно употребляемых режимах горения $15 \div 20$ лм/вт при учете только мощности, затрачиваемой в самом дуговом разряде. Если учесть потери мощности в балластном сопротивлении и некоторые другие потери, т. е. определять световую отдачу по отношению ко всей потребляемой из сети мощности, то световая отдача уменьшается в $1,4 \div 2,5$ раза [40].

Электроды простой дуги могут различаться по виду основного углеродистого материала (сажа, кокс, графит) и по конструкции — гомогенные (сплошные), фитильные, неомедненные и омедненные. Фитильный уголь представляет собой оболочку в виде толстостенного цилиндра из углеродистого материала, внутренний цилиндрический накали заполнен фитильной массой из более рыхлого углеродистого материала, перемешанного с жидким стеклом. Входящий в жидкое стекло калий обладает большей электропроводностью, чем углерод, ввиду чего при горении дуги разряд удерживается в основном на фитиле и не перемещается по торцевым поверхностям электродов.

Омеднение простых угольных электродов производится для того, чтобы при протекании нормальной силы тока дуги избежать сильного обгорания электрода с поверхности при подводе тока к электроду с его негорящего конца.

Скорость сгорания углей простой дуги сравнительно невелика и составляет $60 \div 90$ мм/час.

При работе на переменном токе яркость и сила света простой дуги примерно вдвое меньше, чем у дуги постоянного тока. Это объясняется тем, что каждый из углей за один период переменного тока становится поочередно то анодом, то катодом. Световая отдача дуги переменного тока также меньше и составляет $10-15$ лм/вт (без учета потерь мощности в балластном сопротивлении).

Пламенная угольная дуга. Пламенная дуга отличается от простой дуги тем, что в качестве анода применяется так называемый п л а м е н н ы й у г о л ь, в состав фитиля которого кроме углеродистых материалов входят примеси солей металлов (пламенные вещества).

Основной особенностью пламенной дуги является увеличение доли излучения, приходящейся на пламя дуги (50% и более). Спектральный состав этого излучения имеет полосатый и линейчатый характер; его можно изменять путем соответствующего подбора пламенных веществ. Избирательность излучения пламенной дуги позволяет сосредоточить сравнительно большую часть энергии в требуемой по характеру применения дуги спектральной области.

В качестве пламенных веществ употребляются соли кальция, стронция, бария, меди, железа и металлов редких земель (титана, церия и др.). Стронций дает красный цвет пламени, кальций — оранжевый, барий — синий. Железо увеличивает интенсивность излучения в ультрафиолетовой части спектра. Для кинопроекции

и других светотехнических целей используются пламенные дуги с солями редких земель, дающие спектр излучения, приближающийся к спектру естественного дневного света. Цветовая температура таких пламенных дуг около 4200°K .

Пламенные дуги характеризуются повышенной плотностью тока по сравнению с простой дугой ($30\text{--}40\text{ а/см}^2$ на аноде). Соответственно возрастает и скорость сгорания углей. Угли омедняются, причем толщина омеднения составляет $0,05 \div 0,06\text{ мм}$.

Вольтамперная характеристика в значительной мере или полностью теряет свой падающий участок благодаря снижению анодного падения и общего напряжения дуги при наличии в анодной части дуги атомов металлов, обладающих низким потенциалом ионизации.

Яркость пламенной дуги возрастает с силой тока. Расчетную плотность тока выбирают такой, чтобы яркость анода приблизительно была равна яркости анода простой дуги.

Пламенные киноугли выпускаются у нас под маркой «Экстра-эффект» диаметром 8, 9, 10, 11 и 12 мм. В последнее время разработан новый унифицированный тип 10-мм пламенных углей марки КП-10 для дуговых ламп постоянного и переменного тока. Эти угли имеют улучшенные светотехнические характеристики и предназначены для замены углей «Экстра-эффект».

В дугах постоянного тока пламенным является только анод, а в качестве катода применяются простые фитильные угли марки «Экстра-К». При работе на переменном токе оба электрода выполняют поочередно роль то анода, то катода и поэтому оба угля являются пламенными.

В табл. 33 приведены основные характеристики пламенных дуг постоянного и переменного тока. Световая отдача пламенных дуг постоянного тока равна около 30 лм/вт . У дуг переменного тока световая отдача несколько меньше.

Угольная дуга высокой интенсивности. Дуга высокой интенсивности (ВИ) является наиболее мощным искусственным источником света. Эта дуга отличается от пламенной дуги значительно большей плотностью тока, достигающей на аноде 150 а/см^2 , и повышенным содержанием в фитиле анода фтористых соединений редких земель—от 30 до 60%. Приблизительный состав этих соединений таков: 50% фтористого церия, 25% фтористого лантана и 25% остальных металлов редких земель. Фитиль анода имеет сравнительно большой диаметр—от 0,4 диаметра анода и больше. Катодом является простой фитильный уголь марки «Экстра-К».

Важным условием для получения эффекта высокой интенсивности, т. е. высокой яркости дуги, является также правильное взаимное расположение углей.

Основной особенностью дуги ВИ, как источника света, является весьма высокая яркость сравнительно глубокого кратера, образующегося на рабочем торце анода.

Внешний вид дуги ВИ (рис. 137) отличается весьма четким разграничением положительного и отрицательного пламени дуги, различных по своей форме, яркости и цветности. Положительное пламя представляет собой белый яркий поток паров анода, вытекающий из кратера; отрицательное пламя—это дуговой поток от катода в направлении к аноду. Правильное направление этого

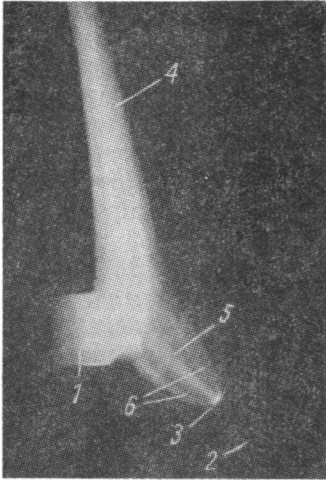


Рис. 137. Внешний вид угольной дуги высокой интенсивности:

1—анод, 2—катод, 3—катодное пятно, 4—положительное пламя, 5—отрицательное пламя, 6—орезолы

пламени имеет существенное значение для удержания паров фитиля анода в его кратере. Высокая яркость дуги ВИ создается свечением паров анода внутри кратера и перед ним, а также свечением раскаленного дна кратера. В отрицательном пламени, сравнительно слабо светящемся, наблюдается (при силах тока больше 70—80 а) центральная стержневая часть диаметром в несколько миллиметров, обладающая большой яркостью. Положительное пламя по истечении из кратера смешивается с отрицательным, образуя общий хвост пламени дуги.

При увеличении силы тока дуги ВИ в известных пределах все ее основные характеристики—напряжение, яркость и глубина кратера, световая отдача, расход углей—возрастают. При достижении некоторой предельной для данного анода силы тока устойчивость горения дуги нарушается. При силах тока, начиная с этой предельной и выше, имеет место режим перегрузки.

Важнейшими светотехническими достоинствами дуги ВИ являются высокая яркость кратера, большая световая отдача и хороший спектральный состав излучения. Эти достоинства обусловлены тем, что около 70—80% светового потока приходится на электролюминесценцию паров металлов редких земель, обладающих высокой излучательной способностью в видимой области спектра и чрезвычайно плотным линейчатым спектром излучения (тысячи линий возбуждения и ионизации). Этот спектр электролюминесценции совместно со спектром теплового излучения кратера анода дает практически плавную спектральную кривую излучения дуги ВИ (рис. 138), соответствующую цветовой температуре около 5600° К, т. е. спектру дневного солнечного света, рассеянного небосводом.

Около 30—40% всего излучения дуги ВИ приходится на видимую область спектра, вследствие чего световая отдача достигает

Таблица 33

Основные характеристики пламенных дуг

а) С углями «Экстра-эффект»

Дуги постоянного тока							
диаметр углей (мм)		режим горения		средняя яркость центральной зоны		скорость сгорания углей (мм/час)	
положит.	отрицат. «Экстра-К»	сила тока (а)	напряжение (в)	Мвт	кбб	положит. угля	отрицат. угля
10	7	30	35	170	17	80	80
11	8	40	39	210	21	70	65
12	9	50	55	320	32	80	70

Дуги переменного тока					
диаметр углей (мм)	режим горения		средняя яркость центральной зоны		скорость сгорания углей (мм/час)
	сила тока (а)	напряжение (в)	Мвт	кбб	
8	30	38	130	13	50
9	40	31	140	14	65
10	50	22	150	15	65
11	60	22	160	16	70
12	75	22	160	16	70

б) С унифицированными углями КП-10

диаметр углей (мм)	режим горения		средняя яркость центральной зоны		скорость сгорания углей (мм/час)
	сила тока (а)	напряжение (в)	Мвт	кбб	
Дуга постоянного тока					
10	45—50	45	300	30	150
Дуга переменного тока					
10	50	30—40	150	15	100

сравнительно больших значений, до 50 мм/вт (с учетом потерь мощности в балластном сопротивлении).

Яркость кратера дуги ВИ обычной конструкции может иметь предельное значение около 1500 Мвт (150 кбб) при соответствующих составах фтиля и оболочки анода и толщине стенки последней.

Существенное влияние на работу дуги ВИ оказывают конструктивные элементы дуговой лампы. Для получения правильной формы краев кратера анод обычно вращается. Скорость вращения выбирается так, чтобы стенки кратера обгорали наиболее равномерно и чтобы истечение паров анода из кратера было спокойным, без завихрений. Обычно число оборотов в минуту равно 6 ÷ 12. Подвод

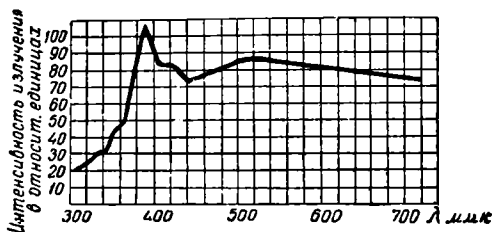


Рис. 138. Спектральная кривая излучения дуги высокой интенсивности

тока производится вблизи горящего конца анода и омеднение его не применяется. В кинопроекторах часто применяются упрощенные дуговые лампы ВИ, в которых анод не вращается, ток подводится с нерабочего конца, углы расположены горизонтально. В таких дугах анод обязательно омедняется.

Важное значение имеет угол β наклона оси катода по отношению к оси анода, поскольку этот угол определяет направление отрицательного пламени на анод. Кроме того, угол β определяет направление оси собственного магнитного поля дугового разряда, которое действует на плазму в направлении биссектрисы угла β . У упрощенных дуговых ламп, у которых $\beta=0$ (оба угла расположены по горизонтали), катод располагается примерно на 1—3 мм ниже, чем анод, во избежание образования в нижней части

Таблица 34

Основные характеристики дуг высокой интенсивности

Марка дуги (тип анода)	Диаметр углей (мм)		Режим горения		Средняя яркость центральной зоны		Скорость сгорания углей (мм/час)	
	положительного угла высокой интенсивности	отрицательного угла «Экстра-К»	сила тока (а)	напряжение (в)	Мвт	квб	положит. угля	отрицат. угля
8-40	8	7	40	32	200	20	116	85
8-60	8	7	60	43	650	65	320	110
9-90	9	8	90	55	900	90	660	120
11-120	11 вращающийся	10 ($\beta = 40^\circ$)	120	65	850	85	700	120

рабочего конца анода выступающего края («козырька»). Для получения оптимальной структуры пламени дуги применяются специальные магниты, отклоняющие отрицательное пламя перед анодом несколько вверх.

Для целей кинопроекции чаще всего применяются дуги ВИ на силы тока от 60 до 120 а, редко до 200 а с анодами диаметром от 8 до 11 мм, редко 13,6 мм и катодами диаметром от 7 до 10 мм.

В табл. 34 приведены основные характеристики отечественных дуг ВИ для кинопроекции.

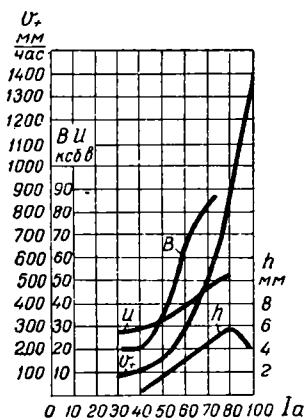


Рис. 139. Характеристические кривые дуги с углями 8-60

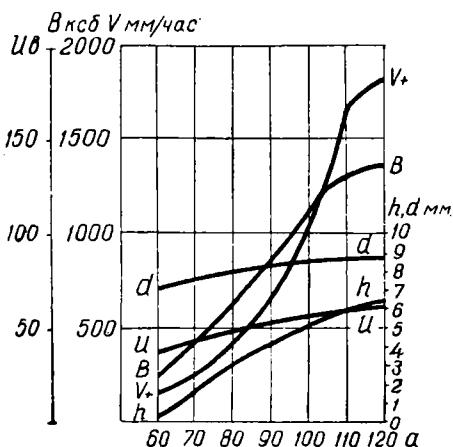


Рис. 140. Характеристические кривые дуги с углями 9-90

Дуги 8-40, 8-60 и 9-90 относятся к упрощенному типу. Дуга 11-120 является обычной дугой ВИ с вращающимся анодом и с расположением электродов под углом $\beta = 40^\circ$.

Средняя яркость кратера дуги 11-120 на рабочем участке диаметром 6,7 мм под углом наблюдения 45° составляет 520 *Мнт* (52 *ксб*). Средняя яркость кратера дуги 9-90 на рабочем участке диаметром 5,9 мм равна 580 *Мнт* (58 *ксб*).

Характеристические кривые дуг 8-60, 9-90 и 11-120 даны на рис. 139, 140 и 141. Яркостные характеристики дуг 8-60 и 9-90 приведены на рис. 142 и 143. Как видно, яркость в различных направлениях меняется сравнительно мало, однако по площади кратера яркость быстро спадает от центра (оси разряда) к краям. Последнее является существенным недостатком дуг ВИ, так как позволяет использовать излучение только центральной части кратера, в пределах которой спад яркости не слишком велик.

На рис. 144 представлена кривая сил света дуги 8-60. Как видно, весь световой поток дуги (около 150 000 *лм*) сосредоточен в пределах угла около 150° и подавляющая часть его попадает на осветительную оптическую систему. Такой характер свето-

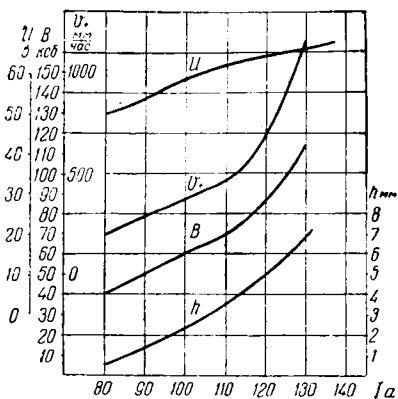


Рис. 141. Характеристические кривые дуги с углами 11-120

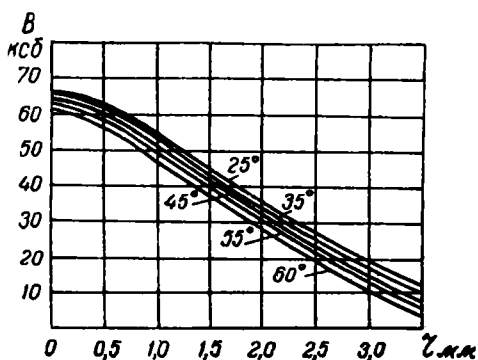


Рис. 142. Яркостные характеристики дуги с углами 8-60, снятые с различных направлений от оси положительного угла

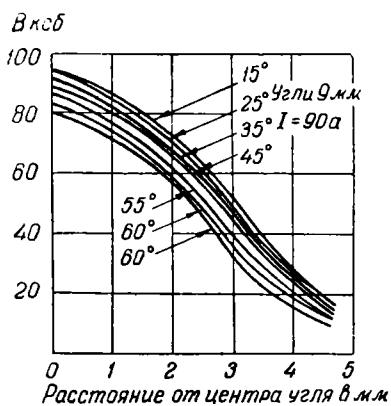


Рис. 143. Яркостные характеристики дуги с углами 9-90

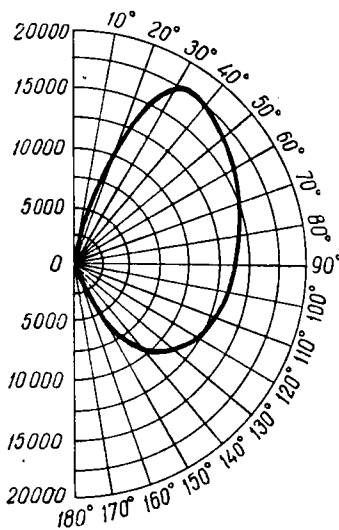


Рис. 144. Кривая сил света дуги с углами 8-60

распределения, присущий вообще дугам постоянного тока, представляет важное их достоинство.

Большая скорость сгорания углей в дугах высокой интенсивности требует применения в дуговых лампах специальных механизмов для автоматического сближения углей по мере их сгорания и для стабилизации положения кратера анода относительно осветительной оптической системы. Кроме того, необходим механизм для вращения анода. В мощных дуговых лампах применяется искусственное охлаждение фонаря. Условия эксплуатации дуговых ламп ВИ усложняются также тем, что необходима достаточная вентиляция для удаления образующихся окислов азота. Вместе с тем интенсивность вытяжки не должна быть чрезмерной, чтобы не нарушать стабильность горения дуги. Таким образом, дуговая лампа ВИ представляет собой весьма сложное техническое устройство, требующее квалифицированное управление.

Дуги высокой интенсивности переменного тока. В дугах высокой интенсивности переменного тока плотность тока значительно больше, чем у дуг постоянного тока, поскольку каждый из углей становится попеременно то анодом, то катодом. Яркость дуги переменного тока примерно вдвое меньше яркости дуги постоянного тока.

Дуга высокой интенсивности переменного тока 7-65 имеет следующие характеристики: диаметр углей—7 мм; сила тока—65 а; напряжение—26,7 в; диаметр кратера—5 мм; яркость центральной зоны—280 *Мнт* (28 *ксб*); скорость сгорания углей—160 *мм/час*.

Перспективы дальнейшего развития дуг ВИ для кинопроекции. Развитие кинотехники, в частности широкоэкранной кинопроекции, требует все большие полезные световые потоки, а следовательно, все большие яркости источников света. При этом стремятся достигнуть возможно меньшей скорости сгорания углей. Для этого используются следующие способы:

1. Применение повышенной плотности тока и тонких углей с большой электропроводностью их оболочек. Таким путем достигнута яркость 145 *ксб* при скорости сгорания анода 2,5 *м/час*.

Такие дуги получили название дуг сверхвысокой интенсивности. Недостатком их является меньшая стабильность работы и огромная скорость сгорания углей.

2. Применение холодного воздушного дутья вдоль рабочего конца анода в направлении к катоду. Поток воздуха поворачивает стремящееся вверх пламя дуги и направляет его вдоль разряда. При этом пары редких земель заполняют все пространство между углями, за счет чего даже при малой скорости дутья яркость несколько повышается (для дуги 8-60 примерно на 15%).

При больших скоростях воздушного дутья края разряда охлаждаются и их электропроводность уменьшается. Основная часть тока сосредоточивается в центральной части разряда, что способствует более быстрому выгоранию кратера и повышению

яркости дуги. Таким путем яркость дуги 8-60 достигает 83 *кб* при скорости сгорания анода 550 *мм/час* и при номинальной силе тока 60 *а*, т. е. без увеличения мощности дуги [35]. Вообще же яркость дуг с воздушным дутьем может достигать около 200 *кб* при скорости сгорания, приближающейся к 5 *м/час*.

3. Применение водяного охлаждения положительного угля, позволяющее уменьшить скорость сгорания анода при повышенной плотности тока.

Дуги с водяным охлаждением обладают яркостью более 100 *кб* и значительно более стабильны в работе, чем обычные дуги.

Г Л А В А Д Е В Я Т А Я

ПРИНЦИПЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СВЕТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПРОЕКЦИОННЫХ ПРИБОРОВ

Проекционно-осветительные системы предназначены для получения на экране изображений—в большинстве случаев увеличенных—предметов, освещенных лучами источника света. Проекционно-осветительные устройства состоят из двух оптических частей: осветительной, собирающей и определенным образом направляющей лучи источника света и проекционной, образующей изображение предмета—прозрачного (диапозитива, кинофильма) или непрозрачного (рисунка, текста). Для получения требуемой освещенности изображения в плоскости экрана и достижения необходимого распределения освещенности в этой плоскости необходимо произвести правильный выбор осветительной и проекционной частей проектора—в соответствии с размерами и свойствами источника света и заданными размерами изображаемого предмета и экрана.

Проекционные приборы можно разделить на две группы:

а) приборы **д и а с к о п и ч е с к и е**—проецирующие прозрачный предмет (диапозитив, кинофильм) лучами, проходящими сквозь предмет, т. е. осуществляющие проекцию в проходящем свете;

б) приборы **э п и с к о п и ч е с к и е**—проецирующие непрозрачный предмет, освещаемый лучами, падающими со стороны, т. е. осуществляющие проекцию при помощи рассеиваемых предметом лучей*.

Особенно многочисленны случаи применения диаскопической проекции: разнообразные устройства для проецирования диапозитивов на экране; кинопроекторные устройства для проекции на светорассеивающие отражающие экраны и на просвет—обычные, широкоэкранные, стереокинопроекторные установки, проекторы для проекции при дневном свете (дневное кино), кино-рир-п диа-рир-проекции, телекинопроекции и т. д.; увеличительные приборы для получения изображений фотонегативов в разных масштабах на светочувствительной бумаге; приборы для обработ-

* К этому же виду приборов следует отнести проекторы, у которых объектом проекции является какое-либо светящееся изображение (экран телевизионной трубки).

ки аэрофотоснимков местности, их увеличения и трансформации, т. е. исправления искажений вследствие отклонения оптической оси аэрокамеры от вертикального направления в момент фотографирования местности с самолета; профиль-проекторы для контроля профилей различных калибров и деталей; установки для воспроизведения изображений чертежей в увеличенном масштабе для разметки материалов; разнообразные проекционно-осветительные устройства в лабораторной измерительной практике и т. д.

Среди многообразия оптических схем осветительных установок диаскопических проекционных приборов—диоптрических (линзовых), катоптрических (зеркальных) и катадиоптрических (зеркально-линзовых)—можно различить две принципиально отличные оптические схемы, лежащие в основе конструирования этих систем:

1) оптическая система осветителя изображает источник света в плоскости проецируемого прозрачного предмета;

2) оптическая система осветителя образует изображение источника в плоскости зрачка проекционного объектива.

Заметим, что названные схемы являются предельными решениями: на практике часто используются промежуточные решения, когда изображение источника света располагается между проецируемым кадром и зрачком объектива.

Возможность и целесообразность применения той или иной схемы системы зависят от ряда условий проекции и прежде всего от свойств источника света, размеров проецируемого фильма, размеров освещаемого проекционного экрана, а следовательно, потребной световой мощности проектора и т. п.

Осветительное устройство проекционного прибора должно прежде всего наиболее экономичным образом обеспечить требуемую световую мощность проектора, т. е. создать необходимую освещенность в пределах всей поверхности экрана определенных размеров, которые устанавливаются, исходя из габаритов помещения (размеров кинотеатра, аудитории и т. д.). Эту требуемую световую мощность (полезный поток проектора) следует уточнить в самом начале разработки.

§ 1. ОСВЕЩЕННОСТЬ ЭКРАНА И ПОЛЕЗНЫЙ СВЕТОВОЙ ПОТОК В СЛУЧАЯХ ЭПИСКОПИЧЕСКОЙ И ДИАСКОПИЧЕСКОЙ ПРОЕКЦИЙ

Размеры проекционного экрана устанавливаются, исходя из назначения и условий эксплуатации проекционной установки. Никаких строго обоснованных норм, рекомендующих выбор размеров экранов в различных случаях проекции, до сих пор не существует. Более или менее однозначные рекомендации существуют для выбора размеров киноэкранов.

Если расстояние L_1 от киноэкрана до первого ряда зрителей обуславливается размерами поля резкого зрения (которое при свободном

движении глазных яблок составляет около 40° в горизонтальном направлении), то величина L_1 должна превышать ширину экрана a' более чем в 1,5 раза.

Для последних рядов зрителей угловой размер ширины экрана должен быть не менее 7° : экран меньших угловых размеров не обеспечивает требуемого качества проекции, так как зрители перестают различать отдельные детали изображения. В то же время считается, что при угловых размерах меньших 10° начинает заметно сказываться зависимость функций зрения от размеров изображения, вследствие чего нарушается правильное соотношение яркостей отдельных частей изображения [24]. В этом случае расстояние последних рядов зрителей L' от экрана должно быть меньшим, чем 6-кратная ширина a' киноэкрана.

Таким образом, оптимальные значения отношений L'/a' , при которых качество видения изображений считается достаточно высоким—таким, при котором зрители различают наиболее важные детали изображения и воспринимают правильную перспективу изображения,—лежат в пределах значений от 2 до 3,5. Наилучшие зрительские места располагаются от экрана на расстоянии, равном 2,5-кратной ширине экрана. Стремясь повысить степень использования площади зрительного зала, устанавливают для первых рядов зрителей $\frac{L_1}{a'} \geq 1,5$, а для наиболее удаленных зрителей расстояние до экрана рекомендуется не большим, чем 5-кратная ширина экрана.

В широкоэкранных кинотеатрах угловые размеры экрана оказываются приблизительно в два раза большими.

Размеры экранов эпи- и диаскопических проекционных установок определяются размерами кадровой рамки проектора (a и b) и кратностью увеличения β :

$$S' = a'b' = \beta^2 ab,$$

где S' —площадь экрана. Увеличение β рационально выбрать таким, при котором угловые размеры изображения объектов (чаще всего рисунков, текста) соответствуют их угловым размерам при нормальном рассматривании, т. е. с расстояния наилучшего видения (25 см).

Однако зачастую малая световая мощность эпидиаскопов (при эпипроекции) не позволяет применять требуемые размеры экрана: возникает необходимость уменьшить размеры экрана (с целью повысить освещенность изображения, которая у современных эпидиаскопов весьма невелика—не превышает 10—20 лк), а следовательно, изображать оригинал с малым увеличением ($\beta \approx 8—10$). В этом случае зритель вынужден рассматривать изображения с уменьшенными, по сравнению с оригиналом, угловыми размерами и с несколько искаженной перспективой.

Не менее важным фактором, определяющим в конечном счете необходимый световой поток проектора, является яркость экрана.

Произвол в выборе яркости экрана может привести к нежелательным явлениям: копии кинофильмов (или диапозитивов), плотность которых рассчитана на какую-то среднюю яркость, в мощных проекционных установках, обеспечивающих высокую яркость экранов, будут казаться зрителям слишком светлыми, белесыми, без черных тонов; и те же копии при проекции маломощной установкой будут казаться слишком темными, без светлых тонов.

Таким образом, очевидна необходимость стандартизации как оптимальной яркости, на которую должны ориентироваться копировальные фабрики массовой печати фильмокопий, так и минимальной и максимальной яркостей, обеспечивающих приемлемое качество изображения при проекции стандартной копии: слишком низкая яркость экрана ухудшает зрительные функции глаза (остроту зрения, скорость восприятия, контрастную чувствительность), вызывает утомление глаза, искажение цветопередачи (эффект Пуркинье); чрезмерная яркость делает более заметными мелькания света на экране, зернистость структуры фотографической пленки, искажает цветопередачу темных тонов изображения.

Экспериментальные исследования зависимости качества видения киноизображения от яркости экрана при проекции кинокадров различной плотности и контраста, выполнявшиеся в широком диапазоне яркостей—от 30 до 800 *асб*,—показали, что оптимальная яркость экрана составляет приблизительно 250—300 *асб**: повышение яркости от 100 до 270 *асб* в незначительной степени улучшает качество видения изображения; дальнейшее повышение яркости несколько снижает качество. Так как названная яркость (около 300 *асб*) практически недостижима в современных кинопроекторах, то без существенного снижения качества кинопоказа ограничиваются яркостями экранов около 100 *асб*. Приблизительно такая яркость экрана нормируется современными стандартами многих стран. Американский стандарт предусматривает для театральных проекторов на 35-мм пленку яркость в центре экрана 108_{-11}^{+43} *асб* (точнее 10_{-1}^{+4} фут-ламбертов), т. е. возможная минимальная яркость 97 *асб*, максимальная—151 *асб*. Эти величины почти идентичны международно рекомендуемой [104] норме яркости в центре диффузного экрана 110_{-18}^{+48} *асб*. По отечественной ведомственной нормали 1957 года яркость центра киноэкрана в направлении к центру расположения зрительских мест должна составлять 110_{-30}^{+50} *асб*, что весьма близко к нормам французского стандарта— 110_{-31}^{+47} *асб*.

Официальных норм яркости экранов других проекционных установок (демонстрационных приборов, театральных проекторов, контрольно-измерительных проекторов и др.) пока не существует. Современные демонстрационные эпидиопроекторы, испытанные

* И здесь и в дальнейшем называется яркость экрана при работающем обтюраторе, но без пленки в фильмовом окне.

при оптимальных увеличениях, обеспечивают среднюю яркость диффузно-рассеивающих экранов [3]: при эллипроекции—3—15 *асб*, при диапроекции—10—180 *асб*.

В любой проекционной установке наблюдается бóльшая или меньшая неравномерность яркости экрана, обусловленная как характеристиками отражения (пропускания) экрана, так и неравномерностью освещенности экрана проектором. Обычно центр экрана имеет бóльшую освещенность, чем его края, что является следствием закона косинуса 4-й степени угла поля ($\cos^4 \omega$) и результатом виньетирования наклонных пучков лучей проекционно-осветительной системой.

По принятым в СССР нормам (весьма близким к нормам других стран) коэффициент равномерности яркости экрана ξ'_a , равный отношению минимальной яркости к максимальной, не должен быть меньше величины 0,65 для обычных киноэкранов. Для широких киноэкранов (синемаскопической, широкоформатной, панорамной проекции), равно как и для экранов других проекционных установок, официальных норм равномерности яркости пока не существует. Величина ξ'_a может быть тем меньше, чем больше угловые размеры экрана; например, для широких киноэкранов с соотношением сторон 2,5 : 1 рекомендуется $\xi'_a \geq 0,5$. Везде здесь предполагается, что изменение яркости экрана происходит плавно (при отсутствии местных неравномерностей яркости) и что определяется яркость для диффузно-рассеивающих экранов из центра зрительских мест, а для экранов направленного действия—так же из боковых мест первого и последнего рядов.

Названные рекомендации не всегда соблюдаются при проектировании разнообразных проекционных установок, в частности эпископических типов, у которых величины коэффициентов равномерности освещенности экранов ξ'_0 значительно различаются между собой и достигают иногда значений 0,3—0,4. Объясняется это тем, что повышение равномерности освещенности экрана приводит к понижению к.п.д. проектора, который у современных эпископов остается и без того исключительно малым [3]—около 0,1% и меньшим.

Выше были рассмотрены требования к яркости экранов в затемненных помещениях. Разработки установок дневного кино, проекторов школьных классов и лекционных аудиторий требуют хотя бы ориентировочного знания допустимых паразитных засветок экранов в незатемненных помещениях и необходимых яркостей экранов, обеспечивающих в этих условиях достаточно высокое качество видения проекционного изображения. Никаких норм здесь пока не существует. Экспериментальные исследования, выполненные различными авторами, приводят подчас к противоречивым результатам, что делает возможным сделать лишь весьма ориентировочные выводы:

1. Паразитная засветка экрана приводит к снижению контраста проекционного изображения, а наличие местного

освещения (освещенность рабочих столов в школьных классах и лекционных аудиториях) или общего освещения (дополнительные источники света, освещающие помещение) приводит к необходимости переадаптации глаз зрителей при переводе взгляда с освещенного рабочего стола (или с посторонних источников света) на экран, приводит к снижению остроты различения и скорости различения деталей, проецируемых на экран.

2. Уровень паразитной засветки считается вполне допустимым, если так называемый коэффициент засветки экрана $Q_{з.э}$, т. е. отношение яркости экрана, созданной паразитной засветкой, к яркости экрана, созданной проектором, не превышает приблизительно 0,01 (или 1%) от яркости экрана. Качество проекции становится неудовлетворительным при величинах $Q_{з.э}$ больших 3—4% при нормальной кинопроекции*, больших 7—8% — при диапроекции и 12—13% — при эпипроекции.

3. При наличии местного освещения, создающего на столах зрителей (в классах, аудиториях) освещенность до 20 лк, для достижения столь же отличного качества видения проекционного изображения, как и в затемненном помещении, необходимо [3] яркость экрана повысить приблизительно в три раза (вместо 100 асб—300 асб). Так как эта величина яркости (300 асб) является оптимальной, то, очевидно, обеспечить отличную проекцию при более высоких уровнях освещения в зале невозможно.

4. Качество видения проекционного изображения становится весьма несовершенным, точнее, изображение на экране остается еще видимым, но весьма мало контрастным, если при том же местном освещении 20 лк и весьма слабом общем освещении аудитории (около 4—6 лк в вертикальной и горизонтальной плоскостях на высоте 1,5 м от пола) яркость экрана падает до 30 асб. Приблизительно такое же качество проекции получается, если при указанной яркости экрана (30 асб) устранить общее освещение аудитории, но повысить местную освещенность рабочих мест до 60 лк.

Между условиями, обеспечивающими отличное качество видения (пункты 2 и 3), и условиями, при которых качество проекции становится недопустимо низким (пункт 4), существуют промежуточные режимы организации местного и общего освещений. Качество проекции при этих промежуточных режимах можно весьма ориентировочно определить, если воспользоваться приведенными здесь фактами экспериментальных наблюдений [3].

Зная размер экрана и его яркость ($B_э$), можно произвести пред-

* Для школьных установок дневного кино, учитывая трудность защиты экрана от постороннего света, допускается $Q_{з.э} \leq 10\%$, а дневное кино в полевых условиях проводится при еще более низком качестве кинопоказа, прежде всего вследствие большой паразитной засветки экрана.

варительный (приближенный) подсчет требуемой величины полезного светового потока проектора ($F_{\text{пол}}$):

$$F_{\text{пол}} = E'_{\text{ср}} S' = \frac{B_0}{r} S', \quad (\text{IX},1)$$

где $E'_{\text{ср}}$ —средняя освещенность экрана в лк ; B_0 —средняя яркость экрана в асб ; r —усредненный в пределах полезного угла рассеяния коэффициент яркости (см. главу III); в случае диффузно-рассеивающего экрана здесь берется коэффициент отражения ρ ; S' —площадь экрана в м^2 .

Особенно простой и решаемой непосредственно оказывается задача определения световой мощности проектора, если известна функция распределения освещенности. Пусть на экране размерами $a' \times b'$ проекционной системой создана освещенность E'_0 в центре поля и E'_w —в точках экрана, отстоящих на расстоянии l' от оптической оси, т. е. расположенных от этой оси на угловых расстояниях ω' :

$$\cos \omega' = \frac{L'}{\sqrt{l'^2 + L'^2}}, \quad (\text{IX},2)$$

где L' —расстояние экрана от плоскости выходного зрачка проекционного объектива.

Общий (полезный) световой поток $F_{\text{пол}}$, падающий на экран, выразится интегралом

$$F_{\text{пол}} = 4 \int_{y'=0}^{y'=\frac{b'}{2}} \int_{x'=0}^{x'=\frac{a'}{2}} E'_w dx' dy', \quad (\text{IX},3)$$

где $dx' dy' = dS'$ —освещаемый элемент поверхности экрана. Начало координат прямоугольной системы $(x'Oy')$ расположено в центре экрана; ось x' направлена параллельно ширине экрана a' , а ось y' —параллельно высоте экрана b' . Интегрирование вследствие симметрии производится в пределах одного квадранта. Элемент поверхности экрана dS' , определяемый координатами x' , y' , расположен на расстоянии l' от центра экрана (точки пересечения оптической оси с плоскостью экрана, перпендикулярного этой оси):

$$l' = \sqrt{x'^2 + y'^2}. \quad (\text{IX},4)$$

Интеграл (IX,3) может быть определен непосредственно или вычислен методом численного интегрирования, если известно распределение освещенности в плоскости экрана, т. е. если известна освещенность E'_w как функция координат x' , y' . В случае круглого зрачка проекционного объектива, заполненного светом равномерной по всем направлениям яркости B , распределение освещенности в плоскости экрана с достаточной точностью может быть представлено зависимостью (см. главу V, § 7):

$$E'_w = E'_0 \cos^4 \omega'. \quad (\text{IX},5)$$

Как было показано выше (глава V), выбирая надлежащим образом конструкцию объектива, имеющего соответствующие аберрации в зрчках, принципиально можно достигнуть того, что освещенность в плоскости изображений $E'_{w'}$ будет убывать медленнее, чем по закону $\cos^4 w'$. Однако большого эффекта в случае эпи-, диа- и кинопроекторных систем, имеющих обычно не очень большие углы поля зрения, это не принесет; оптическая схема системы при этом весьма существенно усложнится. В табл. 35 приведены отношения $E'_{w'} : E'_0$, вычисленные для разных углов поля проекционных объективов (в пределах $2w' = 40^\circ$) и при различных законах убывания освещенности — $\cos^4 w'$ и $\cos^3 w'$.

Таблица 35

Убывание освещенности изображения от центра к краю поля

$\frac{E'_{w'}}{E'_0}$	Углы поля (w') проекционного объектива				
	0°	5°	10°	15°	20°
$\cos^4 w'$	1	0,98	0,94	0,87	0,78
$\cos^3 w'$	1	0,99	0,96	0,90	0,83

Проекторные объективы обычно имеют (см. главу XII) большие относительные отверстия при сравнительно малых углах поля зрения. В этом случае на распределение освещенности существенно влияет виньетирование наклонных пучков. Формула (IX,5) принимает следующий вид:

$$E'_{w'} = k_{w'} E'_0 \cos^4 w', \quad (\text{IX},6)$$

где $k_{w'}$ — функция виньетирования объектива, равная отношению площади $S'_{w'}$ сечения выходящего из объектива наклонного пучка лучей плоскостью, перпендикулярной оси системы, к площади S'_0 сечения той же плоскостью осевого пучка лучей:

$$k_{w'} = \frac{S'_{w'}}{S'_0}. \quad (\text{IX},7)$$

Вопрос об определении функции виньетирования $k_{w'}$ будет рассмотрен в главе XIII.

Определим полезный световой поток проектора в случае, когда виньетирование наклонных пучков в светооптической системе отсутствует, а распределение освещенности $E'_{w'}$ выражается формулой (IX,5). Воспользовавшись (IX,2) и (IX,4), получим

$$F_{\text{пол}} = 4E'_0 L'^4 \int_{y'=0}^{y'=\frac{b'}{2}} dy' \int_{x'=0}^{x'=\frac{a'}{2}} \frac{dx'}{(x'^2 + y'^2 + L'^2)^2}. \quad (\text{IX},8)$$

После интегрирования по x' находим

$$F_{\text{пол}} = 2E'_0 L'^4 [M(y') + N(y')], \quad (\text{IX}, 9)$$

где

$$M(y') = \frac{a'}{2} \int_{v'=0}^{v'=\frac{b'}{2}} \frac{dy'}{(y'^2 + L'^2) \left(y'^2 + L'^2 + \frac{a'^2}{4} \right)};$$

$$N(y') = \int_{v'=0}^{v'=\frac{b'}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{a'}{2\sqrt{y'^2 + L'^2}}} \frac{2\sqrt{y'^2 + L'^2}}{(y'^2 + L'^2)^{3/2}} dy'.$$

Некоторые простые преобразования приводят к выражениям

$$M(y') = \frac{2}{a'} \int_{v'=0}^{v'=\frac{b'}{2}} \frac{dy'}{y'^2 + L'^2} - \frac{2}{a'} \int_{v'=0}^{v'=\frac{b'}{2}} \frac{dy'}{y'^2 + L'^2 + \frac{a'^2}{4}};$$

$$N(y') = \frac{b'}{L'^2 \sqrt{b'^2 + 4L'^2}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{a'}{\sqrt{b'^2 + 4L'^2}} + \frac{2}{a'} \int_{v'=0}^{v'=\frac{b'}{2}} \frac{dy'}{y'^2 + L'^2 + \frac{a'^2}{4}} +$$

$$+ \frac{a'}{2L'^2} \int_{v'=0}^{v'=\frac{b'}{2}} \frac{dy'}{y'^2 + L'^2 + \frac{a'^2}{4}} - \frac{2}{a'} \int_{v'=0}^{v'=\frac{b'}{2}} \frac{dy'}{y'^2 + L'^2}.$$

После подстановки в (IX,9) и интегрирования определим величину светового потока, падающего на экран:

$$F_{\text{пол}} = \frac{1}{2} \pi \tau D_{\text{вых. зр}}^2 \varepsilon B \left(\frac{b'}{\sqrt{b'^2 + 4L'^2}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{a'}{\sqrt{b'^2 + 4L'^2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{a'}{\sqrt{a'^2 + 4L'^2}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{b'}{\sqrt{a'^2 + 4L'^2}} \right). \quad (\text{IX}, 10)$$

При написании формулы освещенность E'_0 в центре изображения принята равной (см. главу V)

$$E'_0 = \tau \frac{\pi B D_{\text{вых. зр}}^2}{4L'^2} = \tau \frac{\pi B}{4} \left(\frac{f'_{06}}{L'} \right)^2 \varepsilon^2, \quad (\text{IX}, 11)$$

где τ —коэффициент пропускания всей проекционной установки; B —яркость источника; $D_{\text{вых. зр.}}$ —диаметр выходного зрачка объектива (со стороны экрана); f'_{06} и ε —соответственно фокусное расстояние и относительное отверстие объектива.

Если размеры экрана малы по сравнению с проекционным расстоянием L' ($a' \ll L'$ и $b' \ll L'$), то величина $\cos^4 \omega'$ будет близка к единице, освещенность изображения в пределах всей площади экрана будет оставаться неизменной и из формулы (IX,10) получим

$$F_{\text{пол}} = E'_0 a' b'.$$

Формула (IX,10) справедлива не только в случае, если зрачок объектива заполнен светом источника, все точки которого имеют постоянную яркость B , остающуюся неизменной для всех направлений, но и в случае, если зрачок заполнен светом источника, яркость которого, оставаясь постоянной для всех направлений, является функцией расстояния точки от оси излучателя, причем функцией, симметричной относительно оси. Например, излучатель радиуса r_m может иметь максимальную яркость в центре B_0 , которая остается постоянной по всем направлениям; по мере возрастания расстояния r от центра яркость B_r постепенно уменьшается, но при этом также остается постоянной для всех направлений; распределение яркости излучателя можно представить следующей функцией:

$$B_r = B_0 \left(1 - \bar{n} \frac{r}{r_m} - \bar{k} \frac{r^2}{r_m^2} - \dots \right). \quad (\text{IX},12)$$

Эта яркостная характеристика излучателя приблизительно соответствует характеристике простой угольной дуги*. Величина яркости, входящая в формулу (IX,10), определится в этом случае из выражения

$$\bar{B} = \frac{\int B_r dS}{\pi r_{\text{эф}}^2} = \frac{2}{r_{\text{эф}}^2} \int_{r=0}^{r=r_{\text{эф}}} B_r r dr, \quad (\text{IX},13)$$

где $dS = 2\pi r dr$ — кольцевая зона излучателя радиуса r , в пределах которой яркость равна B_r ; $r_{\text{эф}}$ — радиус используемой (эффективной) части излучателя; \bar{B} — усредненная в пределах круга $\pi r_{\text{эф}}^2$ яркость излучателя.

В более сложном случае распределения освещенности E'_w по поверхности экрана, в частности, когда виньетированием объектива пренебрегать нельзя, световой поток, освещающий экран, может быть приближенно вычислен следующим образом. Определяется средняя арифметическая освещенность $E'_{\text{ср}}$ из величин освещенностей в центральных точках девяти равновеликих прямоугольников (рис. 145), на которые может быть разделена площадь экрана. В аксиально-симметричной светоптической системе с круговой относительно оптической оси симметрией светового пучка

$$E'_{\text{ср}} = \frac{1}{9} E'_0 (1 + 4m_1 + 2m_2 + 2m_4), \quad (\text{IX},14)$$

* Яркость дуги интенсивного горения зависит еще от направления (см. ниже).

где $m_1 = \frac{E'_1}{E'_0}$, $m_2 = \frac{E'_2}{E'_0}$ — относительные освещенности в центрах соответствующих прямоугольников, которые (освещенности) могут быть вычислены по расстояниям $l'_1, l'_2 \dots$ от центральной точки экрана, освещенность которой E'_0 :

$$\frac{E'_{w'}}{E'_0} = k_{w'} \cos^4 \omega' = k_{w'} \frac{L'^4}{(l'^2 + L'^2)^2}. \quad (\text{IX},15)$$

Соответствующий световой поток проектора ($F_{\text{пол}}$) определяется из формулы (IX,1).

Аналогично решается задача в случае энипроекции. И здесь распределение освещенности выражается формулой (IX,6), где E'_0 — освещенность в центре экрана определяется из формулы (IX,11), но при этом коэффициент $\tau = \tau_{\text{эп}}$ выражает величину пропускания только объектива,

а не всей проекционной системы, а $B = B_{\text{эп}}$ — яркость лучей, рассеиваемых поверхностью проецируемой картины. Если эта поверхность рассеивает свет равномерно по всем направлениям (является диффузно рассеивающей поверхностью), то яркость $B_{\text{эп}}$ связана со светностью R освещаемой поверхности предмета (глава I) и созданной на нем освещенностью E :

$$B_{\text{эп}} = \frac{R}{\pi} = \frac{r_{\text{эп}} E}{\pi}, \quad (\text{IX},16)$$

где освещенность E выражена в люксах, а яркость $B_{\text{эп}}$ в нитах; или, если выразить $B_{\text{эп}}$ в апостильбах:

$$B_{\text{эп}} = r_{\text{эп}} E. \quad (\text{IX},17)$$

Из (IX,11) получим:

$$(E'_0)_{\text{эп}} = \tau_{\text{эп}} \frac{\pi B_{\text{эп}} D_{\text{зр. об}}^2}{4L'^2} = \tau_{\text{эп}} r_{\text{эп}} E \frac{D_{\text{зр. об}}^2}{4L'^2}, \quad (\text{IX},18)$$

где E — освещенность, созданная на поверхности проецируемой картины источником света — непосредственно или при посредстве осветительной конденсорной системы; $r_{\text{эп}}$ — интегральный коэффициент яркости объектов энипроекции, равный около 0,8 для наиболее светлых объектов проекции (чертежи, штриховые рисунки, схемы), 0,3 — для темных черно-белых фотографий, 0,2 — 0,25 — для цветных репродукций. В среднем можно принять при расчетах некоторую среднюю величину $r_{\text{эп}} = 0,5$.

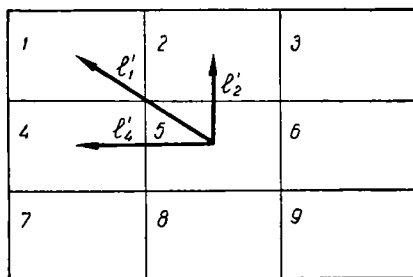


Рис. 145. Схема деления площади экрана на прямоугольники, в центре которых определяется освещенность для расчета светового потока экрана

§ 2. ВЗАИМОЗАВИСИМОСТЬ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОЕКЦИОННО-ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Светооптическая система проектора предназначается для заполнения выходного зрачка объектива пучками лучей всех возможных направлений в пределах проецируемой картины (диапозитива, кинофильма). Рационально спроектированная осветительная система (не имеющая виньетирования) направляет через каждую

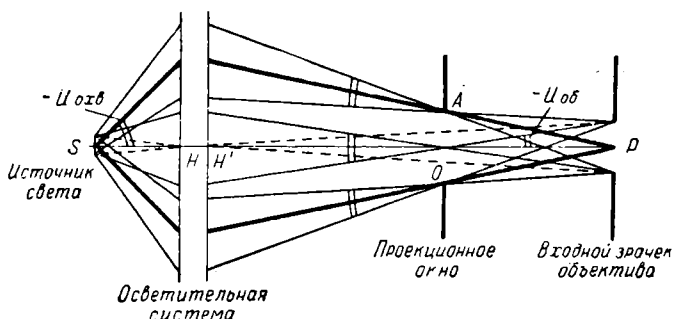


Рис. 146. Принципиальная оптическая схема осветителя, изображающего источник света во входной зрачок объектива

точку кадрового окна пучки лучей приблизительно одинаковой апертуры, заполняющие зрачки объектива. Как уже было сказано выше, применяются две основные оптические схемы построения осветительных систем:

а) система изображает источник света в плоскость входного зрачка объектива (рис. 146);

б) система изображает источник света в плоскость проецируемой картины (рис. 147).

Первая схема применяется, если яркость источника резко неравномерна по его площади, а также если размеры светящегося тела источника малы и попытка его изобразить в плоскость проецируемой картины (диапозитива) приводит к большим увеличениям осветительной системы и, следовательно, к неприемлемо большому габаритам последней. Вторая оптическая схема применяется, если яркость светящегося тела достаточно равномерна в пределах той его части, которая изображается в плоскость кадрового окна. В обеих схемах (рис. 146 и 147) через каждую точку кадрового окна (как в его центре O , так и на краю A) проходят пучки лучей, заполняющие зрачок объектива, но в первом случае каждая точка проецируемой картины просвечивается пучком лучей, исходящих из всех точек светящегося тела, а во втором случае—лишь из соответствующей оптически сопряженной точки источника света.

Первая схема осветителя могла бы обеспечить достаточно равномерную освещенность экрана (и, во всяком случае, падение осве-

щенности от центра к краю экрана не превышало бы того, что определяется законом четвертой степени косинуса угла поля зрения (IX,5), если бы проекционно-осветительная система не имела виньетирования, а источник света излучал равномерно во всех направлениях; при этом совсем не обязательно, чтобы во всех точках светящегося тела яркость была одинаковой.

Однако приведенные схемы являются «идеализированными»: на практике они в точности никогда не реализуются; обычно изо-

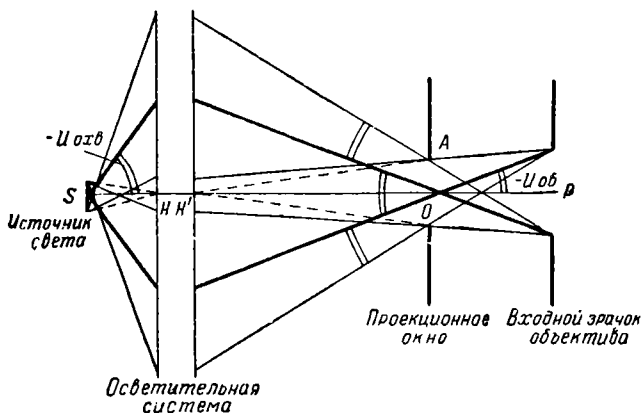


Рис. 147. Принципиальная оптическая схема осветителя, изображающего источник света в плоскости проекционного окна

бражение источника света располагается между кадровым окном и входным зрачком объектива—вблизи зрачка в первых схемах или вблизи кадрового окна—во вторых. Кроме того, обе схемы имеют принципиальный порок: для заполнения светом входного зрачка проекционного объектива должны быть увеличены поперечные размеры осветительной системы* по сравнению с теми ее размерами, которые соответствуют углу охвата осветителя $2 u_{охв}$. Это конструктивное условие иногда может быть выполнено (если не полностью, то частично, и в последнем случае система будет обладать частичным виньетированием лучей наклонных пучков) в конденсорах малого диаметра за счет увеличения размеров последнего; оно оказывается абсолютно невыполнимым в осветительных системах больших габаритов. Очевидно также, что возможно сохранить поперечные размеры осветительной системы соответственно ее углу охвата ($2 u_{охв}$), но при этом будет иметь место виньетирование объективом пучков лучей, проходящих через точку кадра (диапозитива), смещенную с оптической оси. Избежать последнего возможно, применяя проекционный

* Если проектируемая картина (кинофильм) не совмещена с плоскостью выходного зрачка осветительной системы.

объектив, имеющий заведомо большее относительное отверстие, чем то, которое соответствует апертуре $u_{об}$ пучков лучей, выходящих из осветителя и проходящих через центральную точку кадра, расположенную на оптической оси системы. Это требование также не всегда может быть удовлетворено полностью, что, следовательно, также приводит к остаточному виньетированию пучков лучей, просвечивающих крайние точки кадра.

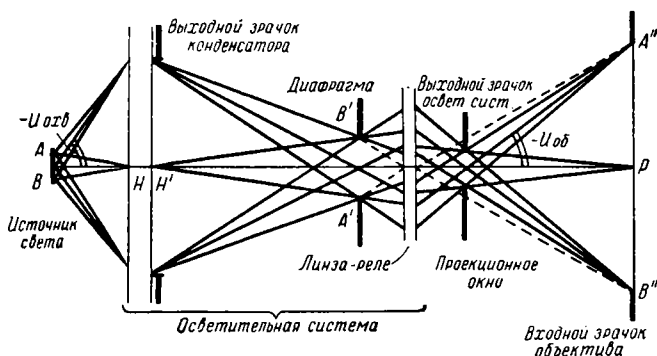


Рис. 148. Оптическая схема осветителя, изображающего источник света, во входной зрачок объектива при оптическом сопряжении выходного зрачка конденсора с плоскостью проекционного окна

Можно указать два пути реализации оптических свойств, присущих описанным выше двум схемам, требующие некоторого усложнения осветительной системы введением дополнительной линзы, а именно:

а) в первой схеме плоскость проекционного окна должна быть совмещена с плоскостью выходного зрачка осветителя, что достигается или непосредственно (в диапроекторах), или может быть достигнуто в результате введения специальной дополнительной линзы-реле, сопрягающей эти две плоскости (рис. 148);

б) во второй схеме плоскость выходного зрачка конденсора должна быть оптически сопряжена с плоскостью входного зрачка проекционного объектива, что может быть достигнуто введением дополнительной прикадровой линзы (рис. 149), так называемой линзы-коллектива.

Тем самым обеспечивается полное устранение виньетирования наклонных пучков без дополнительного увеличения при этом диаметров линз осветителя или проекционного объектива. Такие системы целесообразно применять в тех случаях, когда проекторы имеют сравнительно большие углы поля зрения и, следовательно, когда применение более простых систем приводит к недопустимо большому снижению освещенности на краю экрана вследствие виньетирования.

В зависимости от относительных размеров проецируемой картины, формы и размеров светящегося тела источника света применяются разнообразные оптические схемы осветителей. Их оптические свойства и возможные характеристики (углы охвата, увеличения и т. п.) рассматриваются в главе XI, где излагается метод их расчета.

Установим некоторые исходные при проектировании взаимозависимости фотометрических и оптических параметров проекционно-осветительных установок.

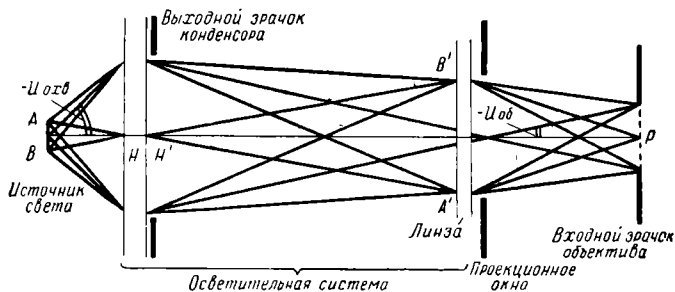


Рис. 149. Оптическая схема осветителя, изображающего источник света в плоскости проекционного окна при оптическом сопряжении зрачков конденсора и объектива

Как было сказано выше, размеры экрана устанавливаются в зависимости от габаритов, главным образом длины L' зала (кинотеатра, аудитории и т. п.):

$$a' = kL', \quad (\text{IX}, 19)$$

где a' — ширина экрана; k — некоторый коэффициент, выбор величины которого, как было указано выше, зависит от условий проекции.

При установленной ширине экрана (a') однозначно определяется увеличение проецирующего объектива $\beta_{об}$ и его фокусное расстояние $f'_{об}$:

$$\beta_{об} = -\frac{a'}{a}; \quad f'_{об} = -\frac{L'}{\beta_{об}}, \quad (\text{IX}, 20)$$

где a — ширина проецируемой картины (диапозитива, кинофильма); L' — расстояние экрана от выходного зрачка объектива; знаки минус в этих формулах напоминают, что изображение на экране оказывается перевернутым.

Если проецируемый предмет имеет размеры $a \times b$, что соответствует его диагонали $2l = \sqrt{a^2 + b^2}$, то независимо от примененной оптической схемы проекционной установки — проецирующей ли источник света во входной зрачок объектива или в плоскость кадрового окна — имеет место следующее соотношение:

$$D_{ист} \sin u_{охв} = -l \cdot \varepsilon, \quad (\text{IX}, 21)$$

где $\varepsilon = \frac{D_{\text{вх. зр}}}{f'_{\text{об}}}$ — относительное отверстие проекционного объектива; $D_{\text{ист}}$ — линейный размер используемой части излучателя; $u_{\text{охв}}$ — апертурный угол осветителя со стороны источника света.

При описанных оптических рациональных схемах соотношение (IX, 21) имеет общий характер. Покажем это:

а) при изображении источника в кадровом окне имеем:

$$\beta_{\text{осв}} = \frac{\sin u_{\text{охв}}}{\sin u_{\text{об}}} = - \frac{2l}{D_{\text{ист}}}, \quad (\text{IX}, 22)$$

где $\beta_{\text{осв}}$ — увеличение осветительной системы; $u_{\text{об}}$ — апертурный угол объектива со стороны кадрового окна:

$$\sin u_{\text{об}} = \frac{1}{2} \frac{D_{\text{вх. зр}}}{f'_{\text{об}}} = \frac{1}{2} \varepsilon. \quad (\text{IX}, 23)$$

Из последних двух формул получим зависимость (IX, 21);

б) при изображении источника во входной зрачок объектива имеем:

$$\beta_{\text{осв}} = - \frac{D_{\text{вх. зр}}}{D_{\text{ист}}} = \frac{\sin u_{\text{охв}}}{\sin u'_{\text{осв}}}; \quad \sin u'_{\text{осв}} \approx \frac{l}{p'}, \quad (\text{IX}, 24)$$

где $u'_{\text{осв}}$ — апертурный угол осветителя со стороны объектива; p' — расстояние входного зрачка объектива от плоскости проекционного окна:

$$p' = \beta_{\text{зр}} f'_{\text{об}}; \quad \beta_{\text{зр}} = \frac{D_{\text{вх. зр}}}{D_{\text{вх. зр}}}, \quad (\text{IX}, 25)$$

где $\beta_{\text{зр}}$ — увеличение в зрачках объектива. Из (IX, 24) и (IX, 25) приходим к той же зависимости (IX, 21). Этим простым соотношением воспользуемся для установления условия наиболее экономичного использования тела накала источника света. Если яркость во всех участках тела накала остается постоянной или в допустимых пределах плавно изменяется от центра излучателя к его краям (как это имеет место у дуговых источников, яркость которых от центра кратера к его краям непрерывно уменьшается), то такие источники рационально применять к осветительной системе, изображающей тело накала в плоскость кадрового окна. В этом случае используемая часть тела накала имеет вид прямоугольника со сторонами $(D_{\text{ист}})_1$ и $(D_{\text{ист}})_2$, определяемыми из (IX, 21):

$$(D_{\text{ист}})_1 = - \frac{a\varepsilon}{2 \sin u_{\text{охв}}}; \quad (D_{\text{ист}})_2 = - \frac{b\varepsilon}{2 \sin u_{\text{охв}}}$$

и, следовательно, при данной апертуре осветителя ($\sin u_{\text{охв}}$) и данном относительном отверстии (ε) объектива площадь используемой части тела накала (ΔS_1) будет равна:

$$\Delta S_1 = (D_{\text{ист}})_1 (D_{\text{ист}})_2 = \frac{1}{4} \frac{\varepsilon^2}{\sin^2 u_{\text{охв}}} ab. \quad (\text{IX}, 26)$$

Если яркость в различных участках тела накала изменяется скачками (как это, например, имеет место у электрических ламп с телом накала в форме нитей), то приходится применять осветительные системы, изображающие тело накала во входной зрачок объектива (или вблизи него). Эту же схему осветительной системы приходится применять, если размеры проецируемой картины (диапозитива) значительно превышают размеры светящегося тела источника. Тогда вне зависимости от характера распределения яркости в пределах светящегося тела освещенность всех участков проецируемой картины будет достаточно равномерной, если система рационально рассчитана. Используемая часть излучателя имеет форму круга, диаметр которого $D_{\text{ист}}$ определится из формулы (IX,24), а площадь ΔS_2 будет равна:

$$\Delta S_2 = \frac{\pi D_{\text{ист}}^2}{4} = \frac{\pi \varepsilon^2 l^2}{4 \sin^2 u_{\text{охв}}}, \quad (\text{IX},27)$$

где $2l = \sqrt{a^2 + b^2}$ — диагональ проекционного окна.

Отношение минимальных размеров поверхностей тел накала ΔS_2 к ΔS_1 , необходимых для заполнения светом зрачков проекционных объективов, имеющих одинаковые относительные отверстия ε и одинаковые апертуры осветительных систем ($\sin u_{\text{охв}}$), выразится простой формулой:

$$c = \frac{\Delta S_2}{\Delta S_1} = \frac{\pi l^2}{ab} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{a^2 + b^2}{ab} \right). \quad (\text{IX},28)$$

Величина c зависит только от соотношения сторон a и b проекционного окна. Для стандартных размеров кадрового окна 35-мм звукового кинофильма $a = 20,9$ мм, $b = 15,2$ мм и, следовательно, $c = 1,65$; для окна $9,5 \times 7,16$ мм, соответствующего 16-мм фильму, величина $c = 1,63$; для разрабатываемого в СССР широкоформатного кино с использованием широкой 70-мм киноплёнки с форматом кадрового окна $48,6 \times 22$ мм величина $c = 2,09$. Следовательно, при одинаковых яркостях источника света для получения одной и той же величины полезного светового потока проектора несколько выгоднее проецировать источник света на кадровое окно (или вблизи него), так как размеры светящегося тела оказываются при этом меньшими, чем в случае проецирования тела накала в зрачок объектива и, при прочих одинаковых условиях, при этом потребуются меньшая затрата электрической энергии. Указанная здесь величина c является оптимальной: она определена при условии отсутствия виньетирования наклонных пучков проекционно-осветительной системой. Применение оптических схем осветительных систем, у которых не устранено виньетирование наклонных пучков проекционным (кадровым) окном и зрачком объектива, сильно искажает результаты, приводит к формуле, существенно отличной от (IX,28), и к значениям c во много раз большим, чем здесь указанные.

Существенно различным будет распределение освещенности в плоскости проекционного окна у осветителей двух названных оптических схем:

а) при оптической схеме осветителя, изображающего источник света во входной зрачок объектива, используемая часть поверхности излучателя имеет форму круга $\pi r_{\text{эф}}^2$. Если предположить, что яркость во всех точках излучателя остается постоянной и не меняется для всех направлений и что одинакового сечения широкие пучки лучей, заполняющие круглый выходной зрачок осветителя, сходятся во всех точках проекционного окна, то, не повторяя рассуждений и выкладок, аналогичных приведенным в главе V (§§ 4 и 7), можно написать:

$$E_{x,y} = \tau_{\text{осв}} \pi \bar{B} \sin^2 \bar{u}' \cos^4 \bar{\omega}' = E_0 \cos^4 \bar{\omega}', \quad (\text{IX}, 29)$$

где

$$E_0 = \tau_{\text{осв}} \pi \bar{B} \sin^2 \bar{u}'; \quad (\text{IX}, 30)$$

$E_{x,y}$ —освещенность в различных точках проекционного окна, имеющих координаты x ; y ; $\bar{\omega}'$ —угол между оптической осью и осью конуса лучей, проходящих через точку x , y ; \bar{u}' —апертурный угол пучка лучей, проходящих через центральную точку ($x=0$ и $y=0$) проекционного окна; этот угол часто задается равным апертурному углу объектива $u_{\text{об}}$; \bar{B} —яркость источника; $\tau_{\text{осв}}$ —коэффициент пропускания оптической системы осветителя.

Если кадровое окно расположено на расстоянии $s'_{\text{осв}}$ от выходного зрачка осветителя, как это часто имеет место в случае кинопроекторов, находим:

$$\cos \bar{\omega}' = \frac{s'_{\text{осв}}}{\sqrt{x^2 + y^2 + s'^2_{\text{осв}}}}. \quad (\text{IX}, 31)$$

Несколько усложняется задача, если яркость светящегося тела источника света, оставаясь постоянной для всех направлений (в пределах угла $2u_{\text{охв}}$), в различных точках излучателя изменяется, т. е. является функцией координаты точки на поверхности излучателя. Если распределение яркости симметрично относительно оптической оси, то величина \bar{B} может быть представлена выражением типа (IX,12); причем радиус используемой (эффективной) части излучателя $r_{\text{эф}}$ выбирается равным $r_{\text{эф}} = -\frac{D_{\text{нх.зр}}}{2\beta_{\text{осв}}}$, если источник изображается в плоскости зрачка объектива, и $r_{\text{эф}} = -\frac{l}{\beta_{\text{осв}}}$, если источник изображается в плоскости проекционного окна, полудиagonalь которого l ; в последнем случае правильный выбор величины $\beta_{\text{осв}}$ при проектировании осветителя является весьма существенным и на этом вопросе остановимся ниже.

Из анализа структуры пучков лучей, создающих освещенность в каждой точке проекционного окна, в рассматриваемом случае

(рис. 146 или 148) легко видеть, что формула (IX,29) здесь вполне применима, но в ней следует взять следующее усредненное значение яркости, определяемое в результате интегрирования (IX, 13):

$$\bar{B} = B_0 \left(1 - \frac{2}{3} \bar{n} \frac{r_{\text{эФ}}}{r_m} - \frac{1}{2} \bar{k} \frac{r_{\text{эФ}}^2}{r_m^2} \right); \quad (\text{IX},32)$$

при этом, в зависимости от фотометрических свойств излучателя, часто бывает достаточно ограничиться одним из членов полинома (IX,12); положив, например, $\bar{n} = 0$, получим:

$$B_r = B_0 \left(1 - \bar{k} \frac{r^2}{r_m^2} \right), \quad (\text{IX},33)$$

или, положив в (IX,12) $\bar{k} = 0$, приходим к линейному закону убывания яркости:

$$B_r = B_0 \left(1 - \bar{n} \frac{r}{r_m} \right). \quad (\text{IX},34)$$

Заметим, что случаю постоянной яркости $\bar{B} = B_0 = \text{const}$ соответствует $\bar{n} = 0$ и $\bar{k} = 0$.

Световой поток, проходящий проекционное окно и поступающий во входной зрачок объектива, выразится интегралом:

$$F_{ab} = 4 \int_{x=0}^{\frac{a}{2}} \int_{y=0}^{\frac{b}{2}} E_{x,y} dx dy. \quad (\text{IX},34')$$

После подстановки (IX,29) и (IX,31) приходим к интегралу, вид которого аналогичен (IX,8). Его решением будет:

$$F_{ab} = 2E_0 s'_{\text{оСВ}} \left(\frac{b}{\sqrt{b^2 + 4s'_{\text{оСВ}}{}^2}} \arctg \frac{a}{\sqrt{b^2 + 4s'_{\text{оСВ}}{}^2}} + \frac{a}{\sqrt{a^2 + 4s'_{\text{оСВ}}{}^2}} \arctg \frac{b}{\sqrt{a^2 + 4s'_{\text{оСВ}}{}^2}} \right), \quad (\text{IX},35)$$

где E_0 выражается формулой (IX,30). Если угол $\bar{\omega}'$ мал, т. е. если расстояние $s'_{\text{оСВ}}$ значительно превышает размеры проекционного окна

$$(s'_{\text{оСВ}} \gg a \text{ и } s'_{\text{оСВ}} \gg b), \text{ то } E_{x,y} = E_0 = \text{const};$$

$$F_{ab} = \pi \tau_{\text{оСВ}} \bar{B} ab \sin^2 u_{\text{оСВ}};$$

при этом принято, что $\overline{u'} = u_{об}$; так как $\sin u_{об} = \frac{1}{2} \frac{D_{\text{вых. зр}}}{f'_{об}} = \frac{1}{2} \varepsilon$,
имеем*

$$F_{ab} = \frac{1}{4} \pi \tau_{\text{осв}} \overline{B} a b \varepsilon^2. \quad (\text{IX}, 35')$$

б) при оптической схеме осветителя, изображающего источник света в плоскости проекционного (кадрового) окна при отсутствии aberrаций системы, будем иметь, как это следует из (IX, 29), (IX, 33) и выводов, приведенных в главе V (§§ 4 и 7), следующее распределение освещенности в плоскости окна:

$$E_{x, y} = E_0 \left(1 - \overline{k} \frac{x^2 + y^2}{r_m'^2} \right) \cos^4 \overline{\omega}', \quad (\text{IX}, 36)$$

где $r_m' = -\beta_{\text{осв}} r_m$; $E_0 = \tau_{\text{осв}} \pi B_0 \sin^2 \overline{u'}$; обозначения величин $\overline{\omega}'$ и $\overline{u'}$ такие же, как в формуле (IX, 29).

Если задаться условием, чтобы освещенность на краю проекционного окна составляла некоторую долю от величины освещенности в центре, то из (IX, 36) получим

$$\xi = \frac{E_{x, y}}{E_0} = 1 - \overline{k} \frac{l^2}{\beta_{\text{осв}}^2 r_m'^2};$$

при этом принято, что $\cos^4 \overline{\omega}' = 1$.

Последнее условие определяет увеличение осветителя

$$\beta_{\text{осв}} = -\frac{l}{r_m} \sqrt{\frac{\overline{k}}{1-\xi}}. \quad (\text{IX}, 37)$$

Таким образом, в освещении кадрового окна будет участвовать лишь часть поверхности излучателя, определяемая некоторым эффективным радиусом $r_{эф}$ (всегда меньшим величины r_m):

$$r_{эф} = -\frac{l}{\beta_{\text{осв}}}. \quad (\text{IX}, 38)$$

Если принять, что апертурный угол проекционного объектива $u_{об}$ равен углу $\overline{u'}$ осветителя, то, обратив внимание, что $\sin \overline{u'} = \frac{\sin u_{охв}}{\beta_{\text{осв}}}$ и $\sin u_{об} = \frac{1}{2} \varepsilon$, из (IX, 37) получим

$$\varepsilon = \frac{D_{\text{вых. зр}}}{f'} = -\frac{2r_m \sin u_{охв}}{l} \sqrt{\frac{1-\xi}{\overline{k}}}, \quad (\text{IX}, 39)$$

где ε — относительное отверстие проекционного объектива.

* Некоторыми авторами [40] приводится другая формула, отличающаяся от (IX, 35') тем, что вместо $1/4\varepsilon^2 = \sin^2 u_{об}$ стоит выражение $2 \left(1 - \frac{2\theta}{\sqrt{1+4\theta^2}} \right)$, где $\theta = 1/\varepsilon$ — обратная величина относительного отверстия объектива. Получилось это потому, что эти авторы, игнорируя условие синусов, приняли, что относительное отверстие $1/\theta = \varepsilon$ равно не $2 \sin u_{об}$, а $2 \operatorname{tg} u_{об}$.

Сопоставив выражения (IX, 37) и (IX,38), находим

$$r_{\text{эф}} = r_m \sqrt{\frac{1-\xi}{\bar{k}}}. \quad (\text{IX},40)$$

Полученные формулы (IX,38)—(IX,40) являются частным выражением ранее установленной общей зависимости (IX,21), учитывающим функции яркости излучателя (IX,33); если принять в выражении (IX,21), что $D_{\text{ист}} = 2r_{\text{эф}}$, после подстановки (IX,40) непосредственно приходим к формуле (IX,39).

В этом случае световой поток, проходящий через проекционное окно, определится в результате интегрирования (IX,34') при подинтегральной функции $E_{x,y'}$ заданной выражением (IX,36). Приходим к выражению

$$F_{ab} = E_0 ab \left(1 - \frac{1}{3} \bar{k} \frac{l^2}{r_m'^2} \right). \quad (\text{IX},41)$$

При этом принято, что $\cos \bar{\omega}' = 1$. Эту формулу, если принять во внимание (IX,37), можно привести к следующему виду:

$$F_{ab} = \frac{1}{4} \pi \bar{\tau}_{\text{осв}} B_0' \left(\frac{2+\xi_0}{3} \right) ab e^2. \quad (\text{IX},42)$$

Сопоставляя это выражение с полученной выше формулой (IX,35'), приходим к результату: световой поток, проходящий кадровое окно при источнике переменной яркости, описываемой зависимостью (IX,33), оказывается равным потоку, даваемому источником постоянной яркости, у которого яркость равна

$$\frac{\bar{B}}{\bar{B}_0} = \frac{1}{3} B_0 (2 + \xi). \quad (\text{IX},43)$$

Найденный световой поток F_{ab} является лишь частью потока F , выходящего из осветителя и образующего круглое световое пятно радиуса $l = -\beta_{\text{осв}} r_{\text{эф}}$, перекрывающее кадровое окно, диагональ которого $2l = \sqrt{a^2 + b^2}$. Отношение этих двух потоков определит коэффициент пропускания кадрового окна $T = \frac{F_{ab}}{F}$.

Из общего выражения светового потока

$$F = \iint \bar{B}' \cos i' dS' d\Omega',$$

приняв во внимание, что $\bar{B}' = \tau_{\text{осв}} B$; $dS' = 2\pi r' dr'$ и $d\Omega' = 2\pi \sin i' di'$, имеем

$$F = \int_{i'=0}^{i'=\bar{u}'} \int_{r'=0}^{r'=l} 4\pi^2 \tau_{\text{осв}} B_0 \left(1 - \bar{k} \frac{r'^2}{r_m'^2} \right) r' \sin i' \cos i' dr' di'.$$

После интегрирования получим

$$F = \tau_{\text{осв}} \pi^2 B_0 \sin^2 \bar{u}' \left(1 - \frac{1}{2} \bar{k} \frac{l^2}{r_m'} \right) l^2. \quad (\text{IX}, 44)$$

Из (IX,42) и (IX,44) находим

$$T = \frac{F_{ab}}{F} = \frac{2}{3} \frac{ab(2+\xi)}{\pi l^2(1+\xi)}; \quad (\text{IX}, 45)$$

при этом принято, что $r_m' = -\beta_{\text{осв}} r_m$, и учтена зависимость (IX,37). Заметим, что если излучающая поверхность имеет постоянную яркость во всех точках, то $\xi = 1$ и, следовательно, $T = \frac{ab}{\pi l^2}$.

Зависимости (IX,36) — (IX,45) написаны в предположении, что яркость излучателя B_r является функцией r вида (IX,33). Если принять линейную зависимость B_r от r , как это выражено функцией (IX,34), то из (IX,13) находим среднюю яркость \bar{B} ;

$$\bar{B} = B_0 \left(1 - \frac{2}{3} \bar{n} \frac{r_{\text{эф}}}{r_m} \right) \quad (\text{IX}, 46)$$

и вместо (IX,37), (IX,30), (IX,40) и (IX,44) соответственно получим

$$\beta_{\text{осв}} = -\frac{l}{r_m} \frac{\bar{n}}{(1-\xi)}; \quad (\text{IX}, 47)$$

$$\varepsilon = -\frac{2r_m \sin u_{\text{осв}} (1-\xi)}{l \bar{n}}; \quad (\text{IX}, 48)$$

$$r_{\text{эф}} = r_m \left(\frac{1-\xi}{\bar{n}} \right); \quad (\text{IX}, 49)$$

$$F = \tau_{\text{осв}} \pi^2 B_0 \sin^2 \bar{u}' \left(1 - \frac{2}{3} \bar{n} \frac{l}{r_m'} \right) l^2. \quad (\text{IX}, 50)$$

Световой поток F_{ab} , проходящий кадровое окно, в этом случае проще всего определить в результате расчета средней арифметической освещенности $E_{\text{ср}}$ в центральных точках девяти равновеликих прямоугольников (см. рис. 145), на которые может быть разделена площадь кадрового окна:

$$E_{\text{ср}} = \frac{1}{9} E_0 (1 + 4m_1 + 2m_2 + 2m_4), \quad (\text{IX}, 51)$$

$$\text{где } m_1 = \frac{E_1}{E_0} = 1 - \bar{n} \frac{l_1}{r_m'}; \quad m_2 = 1 - \bar{n} \frac{l_2}{r_m'} \quad \text{и} \quad m_4 = 1 - \bar{n} \frac{l_4}{r_m'}.$$

Нетрудно видеть, что $l_1 = \frac{1}{3} \sqrt{a^2 + b^2} = \frac{2}{3} l$; $l_2 = \frac{1}{3} b$; $l_4 = \frac{1}{3} a$,

где a и b — соответственно ширина и высота кадрового окна, а l — его полудиагональ. После подстановки в (IX,51) находим

$$E_{\text{ср}} = E_0 - \frac{2\bar{n}}{27r_m'} (4l + a + b), \quad (\text{IX}, 52)$$

где $r_m' = -\beta_{\text{осв}} r_m$ и $l = -\beta_{\text{осв}} r_{\text{эф}}$.

Отсюда определяем световой поток F_{ab} , проходящий кадровое окно:

$$F_{ab} = E_{cp}ab = E_0ab - \frac{2}{27} \bar{n} \left(\frac{4l + a + b}{r_m} \right) ab. \quad (\text{IX},53)$$

В заключение заметим, что при выводе формул этого параграфа предполагалось, что система осветителя удовлетворяет условию синусов и, следовательно, увеличение $\beta_{осв}$ для всех зон зрчка осветителя остается постоянным. В дальнейшем (глава XIII) будет показано, как следует вести контрольный расчет в о в т о р о м п р и б л и ж е н и и с целью уточнения характеристик рассчитываемой установки (полезного светового потока, распределения освещенности в плоскостях кадрового окна и экрана).

§ 3. ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ПРОЕКЦИОННО-ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Приводим здесь краткое изложение фактического материала— описание оптических схем некоторых осветительных систем. В самом начале оговоримся, что отдельные описываемые здесь системы были созданы в свое время почти без всякого предварительного расчета и являются системами далеко не совершенными; они продолжают изготавливаться только потому, что налажено их серийное производство. Эти материалы описательного характера включены лишь с целью ознакомления читателя с типичными схемами проекционно-осветительных систем.

Существующие осветительные системы по их оптическим схемам можно разделить на три основных типа:

А. Системы диоптрические, содержащие преломляющие поверхности сферической и асферической формы.

Б. Системы катоптрические, содержащие отражающие (зеркальные) элементы сферического и более сложного профиля.

В. Системы катадиоптрические, содержащие как зеркальные, так и линзовые компоненты.

Рациональность применения осветительной системы того или иного типа определяется требуемым углом охвата $2u_{охв}$ и увеличением $\beta_{осв}$ системы. Как будет показано в главе XI, диоптрические осветительные системы—к о н д е н с о р ы—имеют максимальный угол охвата не более 90° ; катадиоптрические и катоптрические системы сложного профиля могут иметь существенно большие углы охвата, достигающие $130-140^\circ$.

Рассмотрим более подробно свойства указанных типов систем.

А. Системы диоптрические (конденсоры)

Степень сложности диоптрической (линзовой) системы зависит от ее угла охвата $2u_{охв}$, величина которого ограничивается быстро возрастающими аберрациями лучей широкого осевого пучка—сферической аберрации, комы и хроматизма (см. главу X).

Простейший однолинзовый конденсор, состоящий из преломляющих поверхностей сферической формы, рассчитанный на минимум сферической аберрации, может иметь углы охвата $25-30^\circ$. Переход к двухлинзовым системам позволяет повысить угол охвата до $\sim 50^\circ$, а иногда и до 60° —при пониженных требованиях к концентрации лучей конденсорной системой. В зависимости от увеличений конденсора оказывается рациональным (см. главу XI) применять системы линз, имеющие различные кривизны преломляющих поверхностей: конденсор из двух одинаковых плоско-выпуклых линз (см. рис. 195, б) наиболее рационален для увеличений от -1 до -3 ; двухлинзовый конденсор, линзы которого рассчитаны на минимум сферической аберрации, рационален для увеличений от -4 до -10 ; конденсор, у которого первая линза менисковая—апланатическая, а вторая—плоско-выпуклая (см. рис. 197), применяется при очень больших увеличениях—до $10-15$. Для повышения углов охвата до $70-75^\circ$ (а при пониженных требованиях к допустимым размерам кружков рассеяния лучей—до $80-90^\circ$) применяют трехлинзовые конденсорные системы (см. рис. 196, а), состоящие из двух плоско-выпуклых линз и апланатического мениска,—рациональны для увеличения от $-1,5$ до $-4-5$. При повышенных требованиях к концентрации пучков лучей конденсорной системой для достижения углов охвата около 90° применяют 4-линзовую систему с двумя апланатическими менисками (см. рис. 196, б), обеспечивающую увеличения от -2 до -6 . Существенное уменьшение кружков рассеяния лучей при больших углах охвата ($\sim 90^\circ$) может быть достигнуто в трехлинзовой системе (см. рис. 196, а), у которой выпуклая поверхность апланатического мениска имеет асферическую форму; теория и метод расчета таких систем рассматриваются в главе XI. В последние годы в связи с развитием технологии изготовления сложных ступенчатых профилей линз Френеля (см. рис. 202) становится рациональным их применение в осветительных системах ближнего действия, так как эти линзы в состоянии обеспечить большие углы охвата—до $110-120^\circ$.

Иногда в осветительных диоптрических системах применяют добавочный рефлектор—сферическое зеркало, в центре которого расположен источник света; изображения отдельных секций светящегося тела оказываются расположенными между соответственными секциями источника света; это обеспечивает увеличение габаритной яркости источника и повышает равномерность распределения яркости. В зависимости от структуры светящегося тела применение сферического отражателя может увеличить габаритную яркость на $20-50\%$. Например, в кинопроекторных лампах накаливания с плоской спиралью отражатель повышает габаритную яркость лишь на $15-20\%$, но усложняет конструкцию и значительно повышает нагрев нити накала и колбы лампы; вследствие этого с этими источниками света вспомогательные отражатели применять не рационально. При форме нити накала лампы

«Биплан» габаритная яркость при применении отражателя возрастает на 20—30%; особенно существенным оказывается возрастание габаритной яркости—до 50%—в лампах с нитью «Моноплан».

Указанным обстоятельством и объясняется, что в кино-, диа- и эпипроекционных системах с диоптрическими осветителями не рационально применять вспомогательный отражатель при источнике света—лампе накаливания с плоской спиралью.

Назовем некоторые оптические схемы проекторов с диоптрическими осветительными системами.

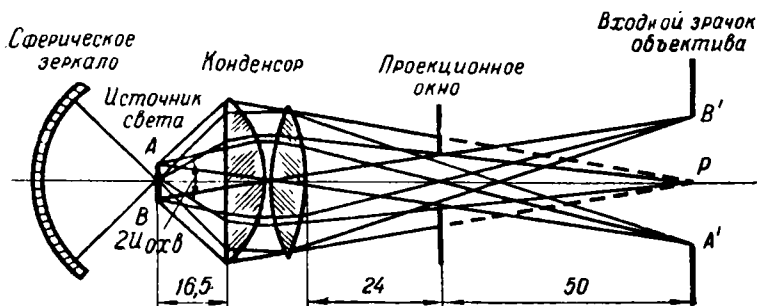


Рис. 150. Схема осветительной системы 16-мм кинопроектора 16-ЗП

На рис. 150 изображена оптическая схема осветительной системы узкоплочного звукового передвижного кинопроектора 16-ЗП-5, состоящая из двухлинзового конденсора проецирующего источник света (лампа 110 в 500 вт) в зрачок объектива. Нить лампы—типа «Биплан», вследствие чего в установке рационально применить вспомогательное сферическое зеркало. Угол охвата конденсора достигает 75°. Сильное экранирование светового потока кадровым окном существенно снижает полезный поток проектора, величина которого не превышает 130 лм. С проекционной лампой «Биплан» 110 в 750 вт тот же осветитель дает полезный световой поток около 160 лм. В системе применены объективы-апланаты РО-101 и РО-102 с фокусными расстояниями 35 и 50 мм при относительном отверстии 1:1,65. В 1951 году разработан новый, более совершенный звуковой узкоплочный кинопроектор ПП-16-1, входящий в комплект передвижной киноустановки «Украина». Схема его проекционно-осветительной системы изображена на рис. 151. В качестве источника света использована лампа К22 с плоской спиралью 30 в 400 вт. Нить лампы накаливания изображается трехлинзовым конденсором вблизи кадрового окна, точнее несколько позади окна—в промежутке между последним и проекционным объективом. Полезный световой поток проектора достигает 250 лм. Конденсор имеет угол охвата около 90°. В проекторе применены особо светосильные проекционные объективы-анастигматы, имеющие оригинальную оптичес-

кую схему [18] РО-109 и РО-110 с относительными отверстиями 1:1,2 и фокусными расстояниями 35 и 50 мм [18].

В кинопроекторах 16-мм фильмов за последние годы начинает использоваться ксеноновая дуговая лампа, имеющая ряд положительных особенностей: высокую яркость—выше, чем у про-

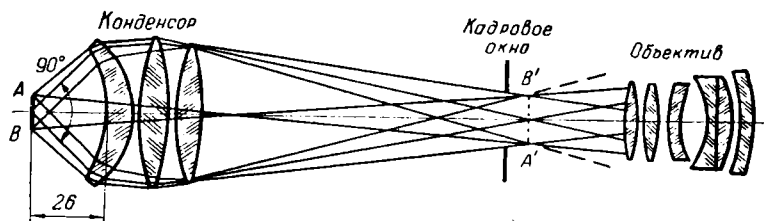


Рис. 151. Схема светоптической системы кинопроектора 16-ПП-1

стых дуговых угольных ламп; прозрачность дуги, что позволяет эффективно использовать зеркало-отражатель, дополнительно повышая полезный световой поток проектора на $\sim 60\%$; малые габариты колбы лампы (диаметр колбы 37 мм при мощности лампы

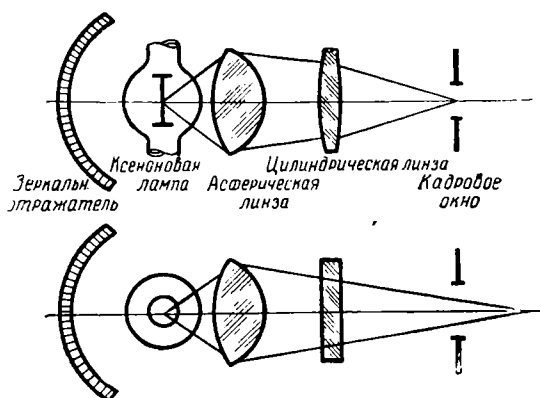


Рис. 152. Схема диоптрической светоптической системы 16-мм кинопроектора с использованием ксеноновой лампы

1000 *вт*), что позволяет построить компактную оптическую систему. Так как светящаяся дуга ксеноновой лампы имеет вытянутую форму—ширину около 2,5 мм, а длину около 4,2 мм, то осветитель должен проецировать светящееся тело с различными увеличениями: приблизительно с 2-кратным увеличением в вертикальном направлении (в котором вытянута дуга лампы) и с 4-кратным увеличением в горизонтальном направлении. Оптическая схема такой осветительной системы (рис. 152) должна иметь сферический зеркальный отражатель, в центре которого расположена ксеноновая лампа, обычный двухлинзовый конденсор или лучше одну

линзу, но с асферической поверхностью, и еще один оптический компонент, состоящий из сферической и цилиндрической линз или даже из простой цилиндрической линзы, обеспечивающей указанные выше увеличения в разных направлениях. С объективом, имеющим отверстие 1:1,5—1:1,6, такой проектор может обеспечить полезный световой поток около 1500 лм.

В послевоенные годы были выпущены передвижные звуковые кинопроекторы типа К(К-101, К-301, К-303, КПС) для про-

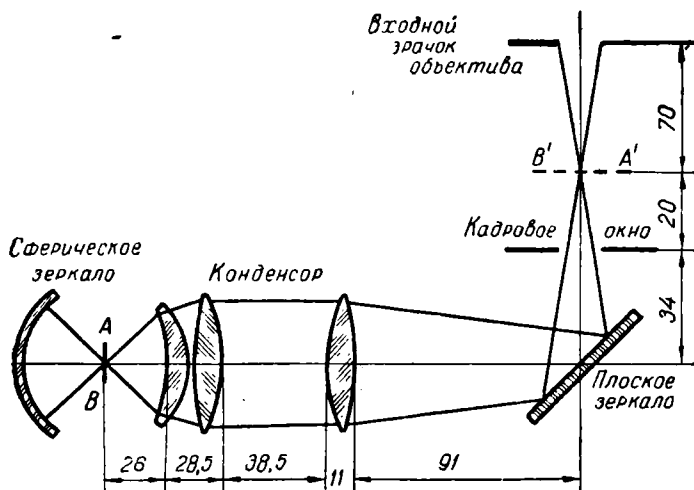


Рис. 153. Схема осветительной системы кинопроекторов К-101 и К-301

екции нормального 35-мм фильма. В этих установках в качестве источника света применена та же лампа накаливания К22 (30 в 400 вт) с плоской спиралью; конденсорная система трехлинзовая с углом охвата около 90° , имеющая парааксиальное увеличение $\beta_0 = 4$. Конденсор проецирует источник света близко за кадровым окном. На рис. 153 изображена схема осветительной системы проекторов К-101 и К-301. Сомнение вызывает эффективность применения дополнительного зеркального отражателя при указанном типе источника света. Полезный световой поток этих проекторов не превышает 250 лм при относительных отверстиях объективов 1:2. Применяемые объективы типа апланат имеют фокусные расстояния 90 мм (РО-108), 120 мм (РО-106) и 140 мм (РО-177). Заметим, что почти во всех описанных осветительных системах имеют место существенные потери светового потока — или вследствие экранирования пучков кадровым окном (в проекторе 16-ЗП-5), или вследствие виньетирования наклонных пучков лучей объективом (в проекторе ПП-16-1); попытка устранения последнего неизбежно приводит к неполному использованию апертуры объектива или конденсора. В диоптрических схе-

мах осветителей нам представляется рациональным применение дополнительной линзы-реле (см. рис. 148), описанной в предыдущем параграфе, приводящей к устранению перечисленных недостатков.

Осветительные системы приборов для диакопической проекции весьма часто представляют также диоптрическую (конденсорную) систему, изображающую источник света в зрачок объектива, так как большие размеры диапозитива исключают возможность применения схемы проекции источника в плоскость картины. Диапозитив устанавливается в плоскости выходного зрачка осветительной системы, при этом размеры конденсорных линз должны быть несколько большими размеров диапозитива, чтобы на краях проецируемой картины не было заметно влияния хроматизма конденсора. Расположение диапозитива в выходном зрачке осветителя обеспечивает достаточно хорошую равномерность освещенности его поверхности и исключает какое бы то ни было виньетирование пучков лучей осветительной системой. Конденсоры диапроекторов имеют те же рассмотренные выше схемы. Наибольшее распространение получили двухлинзовые (см. рис. 195) и трехлинзовые (см. рис. 196, *a*) конденсоры. Часто между плоско-выпуклыми линзами в параллельном пучке лучей помещают для поглощения инфракрасного излучения и уменьшения нагревательного действия пучка сосуд с прокипяченной или дистиллированной водой со стенками из простого зеркального стекла. Такой системы охлаждения оказывается вполне достаточно, в частности в системах с электрическими лампами накаливания, которыми в настоящее время в диапроекторных установках почти полностью вытесняются дуговые источники света. Поглощающий слой воды системы охлаждения иногда заменяется стеклянными пластинками из особых сортов стекла, содержащих окислы никеля и железа и обладающих свойством преимущественно поглощать инфракрасное излучение.

Часто диапроектор составляет одно целое с эпископом; такой комбинированный проекционный прибор называется э п и д и а с к о п о м. Известно большое число различных вариантов проекционных приборов малой и средней световой мощности; в них применяются лампы накаливания от 100 до 500 *вт*. В качестве примера приводим оптическую схему эпидиаскопа с линзовым конденсором. На рис. 154, *a* дана схема хода лучей в случае эпископической проекции. На рис. 154, *б* дана схема хода лучей в том же проекционном приборе при работе его в качестве диапроектора. Переключение от одной схемы на другую производится поворотом на 180° одной из ламп вместе с зеркалом и конденсорной линзой. Это переключение осуществляется при помощи рычагов с рукоятками. Обычно у таких комбинированных проекторов объектив, осуществляющий эпископическую проекцию более светосильный, чем объектив диапроектора, так как освещенность при эпископической проекции значительно меньше, чем освещен-

ность при проецировании в проходящем свете; по этой же причине фокусное расстояние объектива для эпипроекции в 1,5—2 раза больше фокусного расстояния второго объектива, чем достигается меньшее увеличение изображений (а следовательно, повышается яркость) непрозрачных картин. Проекционные

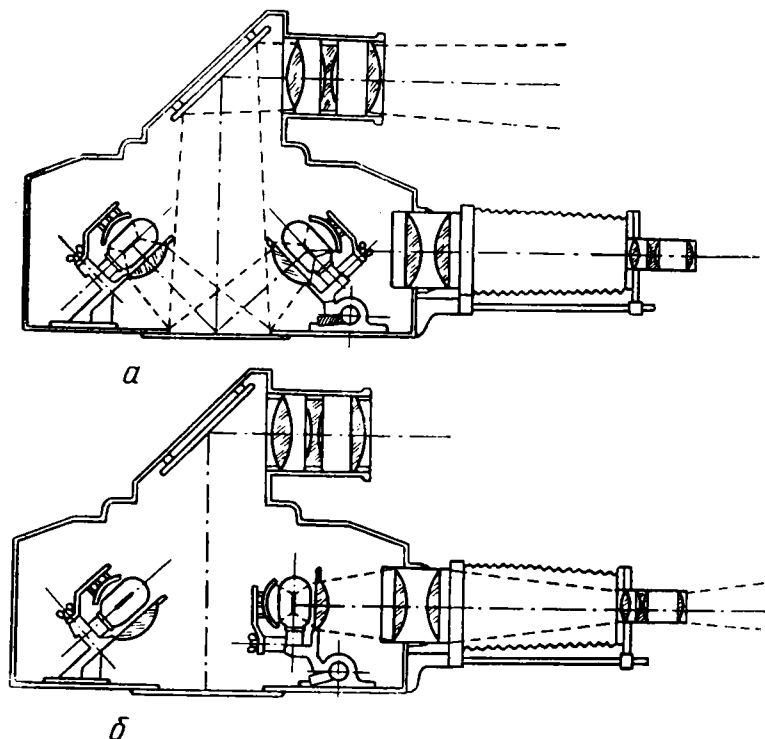


Рис. 154. Ход лучей в эпидиаскопе

объективы имеют простую трехлинзовую оптическую схему анастигмата типа «Триплет». Их относительные отверстия обычно составляют 1:4—1:5 в диапроекционных системах и 1:3—1:4— в эпипроекционных установках.

Б. Системы катоптрические

Простейшей катоптрической (отражательной) осветительной системой является вогнутый сферический стеклянный отражатель. Такой отражатель применялся, например, в старом стационарном кинопроекторе ТОМП-4, просуществовавшем у нас с 1924 по 1937 год, когда его заменил более совершенный звуковой проектор ҚЗС-22. Оптическая схема осветительной системы изображена на рис. 155. Сферический отражатель, изображавший источник света в плоскости кадрового окна, имел диаметр 140 мм,

фокусное расстояние 60 мм и угол охвата 110°. Зеркало, естественно, имело большую сферическую aberrацию, вследствие чего на кадровом окне наблюдались большие потери светового потока. Полезный световой поток установки при дуговом источнике, работавшем на постоянном токе 30а, составлял около 850 лм, а на переменном токе 40а лишь 400 лм. В проекторе применялись объективы-апланаты с фокусными расстояниями от 80 до 160 мм при относительных отверстиях соответственно от 1:2,5 до 1:3,5.

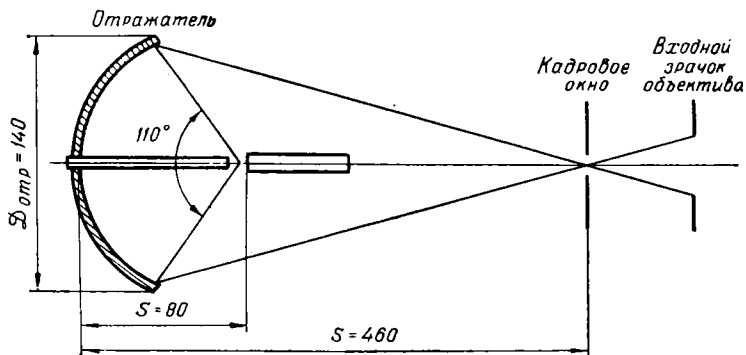


Рис. 155. Схема осветительной системы кинопроектора ТОМН-4

Стеклянный сферо-эллипсоидальный отражатель в качестве осветителя применен в стационарном звуковом кинопроекторе КПТ-1, предназначенном для проекции 35-мм фильмов. Лицевая (преломляющая) поверхность отражателя имеет сферическую форму; тыльная (отражающая) поверхность имеет эллипсоидальную форму. Схема осветителя аналогична представленной на рис. 155. Угол охвата отражателя достигает 140° при диаметре $D_{отр} = 350$ мм. Величины s и s' соответственно равны 136 и 850 мм. В главе XI подробно рассматриваются основы проектирования и расчета подобных асферических отражателей. В проекторе КПТ-1 отражатель с увеличением $\beta_0 = -6,1$ просцирует в плоскость кадрового окна кратер дуги интенсивного горения постоянного тока 8-60. В проекторе устанавливаются объективы-апланаты типа П-4 или П-5 с фокусными расстояниями от 90 до 180 мм (ряд фокусных расстояний через 10 мм) при относительных отверстиях 1:2. Полезный световой поток установки—3000—3500 лм.

Схему, аналогичную представленной на рис. 155, имеет осветитель стационарного 35-мм кинопроектора КП-800 с лампой накаливания К22. Диаметр отражателя $D_{отр} = 204$ мм; его угол охвата 140°. Величины s и s' имеют соответственно 80 и 350 мм. Этот проектор был разработан в 1952 году на основе использования выгодной формы тела накала лампы К22 и применения особо светосильных объективов-анастигматов с отверстием 1:1,5, специально разработанных для этих целей в лаборатории автора

в ГОИ. Полезный световой поток проектора составляет около 800 лм. Световой к.п.д. проектора 5,2%.

Простые эллиптические отражатели могут быть использованы в качестве осветителей в стационарных узкоплечных кинопроекторах с ксеноновой лампой СВДШ. При применении этого источника света в схеме рис. 155 рационально вблизи источника (со стороны кадрового окна) установить сферический контроотражатель; кроме того, для повышения равномерности освещения экрана в горизонтальном направлении целесообразно эллиптический отражатель разрезать по вертикальному диаметру, а изображение источника света,

даваемые каждой половиной отражателя, несколько сместить по горизонтали путем соответствующего разворота половинок зеркала. Как показали исследования НИКФИ [27], с ксеноновой лампой СВДШ мощностью 1 квт переменного тока при объективе с относительным отверстием около 1 : 1,4 проектор обеспечит поток не ниже 1500 лм. Диаметр отражателя должен быть не менее 300 мм при угле охвата около 140°.

Все эти системы, имея большие углы охвата, могут обеспечить достаточно большие увеличения ($\beta_0 \approx -6-8$), что позволяет проецировать изображение сравнительно малого источника в плоскость кадрового окна, если размеры последнего невелики. По мере возрастания этих размеров увеличивается виньетирование проекционным объективом пучков лучей, проходящих через крайние точки окна. Избежать это явление возможно, применяя осветительную систему (рис. 149) с прикадровой линзой—к о л л е к т и в о м,—сопрягающей зрачки отражателя (или конденсора) и проекционного объектива. Эта линза должна изготовляться из термостойкого оптического стекла или из плавленного кварца.

Отражатели применяются также в качестве осветителей в эпiscopических установках. В эпiscopе Цейса, получившем довольно широкое распространение, в фокусе параболического зеркала (рис. 156) расположен кратер дуги. Отраженный плоским зеркалом пучок лучей достаточно равномерно освещает проецируемую непрозрачную картину CD .

Для уменьшения аберраций, в частности для сохранения требуемого увеличения всеми зонами отражателя, может оказаться рациональным применение зеркал сложного профиля. Ступенчатое сферическое зеркало (рис. 157) может обеспечить хорошее

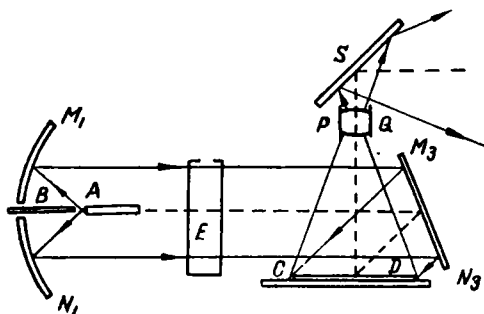


Рис. 156. Катоприческая схема осветителя эпiscopа

исправление сферической aberrации и сохранить требуемое увеличение изображения источника всеми зонами зеркала. Система имеет недостатки: сложность профиля, что вызывает некоторые трудности при ее изготовлении; неравномерность нагрева ее элементов вследствие разности толщин стекла на различных зонах зеркала.

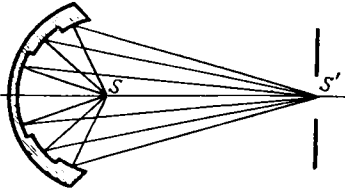


Рис. 157. Схема ступенчатого сферического зеркала

расстояния (см. главу XI). В системе оказывается возможным использовать рефлекс от первой преломляющей поверхности эллиптического стеклянного зеркала. Независимая фокусировка зеркал позволяет достигнуть более равномерного распределения освещенности на экране. В системе обеспечен хороший тепловой режим и благоприятные условия охлаждения, так как отражатель составной, а кратер дуги расположен от зеркала на большем расстоянии, чем в цельном эллиптическом отражателе. Это оказалось возможным, так как система в пределах необычно большого угла охвата (автор показал [15] рациональность использования потока в пределах угла охвата 140° ; используемые в те годы углы охвата светоптических систем не превышали $110-120^\circ$) имеет мало изменяющееся увеличение для всех зон отражателя, что позволило выбрать сравнительно малую величину параксиального увеличения (около $4\times$) и

сохранить его для всех зон осветителя. При источнике ДИГ с углами $16/11$ мм и яркостью кратера в центре 83 ксб система может обеспечить с объективом $1:1,65$ полезный поток 15 000 лм при площади кадрового окна $3,2$ см², соответствующей нормальному формату звукового кинокадра, и к.п.д. обтюратора 0,5. Система была предложена и подвергнута тщательному анализу автором в 1939—1940 годах [15] при разработке мощной кинопроекционной установки для строящегося в те годы Дворца Советов в Москве. Начавшаяся война прервала эти работы.

В последнее время в связи с появлением широкоэкранный кино вновь потребовались проекторы мощностью около 15 000 лм. Задача сейчас несколько облегчается тем, что площадь кадрового

Предпочтительнее схема комбинированного стеклянного отражателя (рис. 158), состоящего из двух кольцевых концентрических зеркал, из которых внешнее кольцевое зеркало эллиптическое, а внутреннее — сферическое, напоминающее отражатель Манжена, но специально скорректированный для работы с конечного

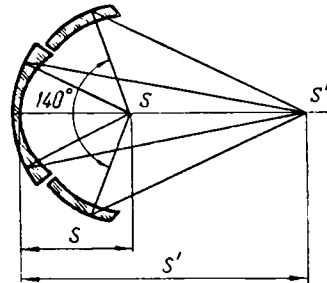


Рис. 158. Комбинированная система из двух концентрических зеркальных отражателей

окна составляет $4,2 \text{ см}^2$ ($23,1 \times 18,1 \text{ мм}$), что почти на 30% превышает площадь нормального звукового кинокадра. Это позволяет несколько уменьшить отверстие объектива (до $1 : 1,8$) и обеспечить требуемый поток при яркости дуги в центре $85-90 \text{ ксб}$, при том же угле охвата осветителя 140° и к.п.д. обтюратора 60%. Проект такой установки выполнен в НИКФИ [26]. Схема осветителя такая же, как на рис. 155. Отражатель имеет эллипсоидальную форму, полученную путем моллирования стеклянного плоскопараллельного диска. Диаметр отражателя $D_{\text{отр}} = 450 \text{ мм}$; его толщина 6 мм ; $s = 168,5 \text{ мм}$; $s' = 864,3 \text{ мм}$, что соответствует параксиальному увеличению около $\beta_0 = -5,2$.

В. Системы катадиоптрические

Выполненный в свое время анализ этих систем [15] показал, что здесь возможны три группы решений:

I. Диоптрическая часть осветительной системы расположена **и** в строго параллельном, **и** в аберрированном параллельном пучке лучей, отраженных от зеркала, и дает изображение светящегося тела в плоскости кадрового окна.

II. Диоптрическая часть осветительной системы расположена в сходящемся пучке лучей, отраженных от зеркала, и дает изображение источника в плоскости кадрового окна.

III. Диоптрическая часть осветительной системы расположена в сходящемся пучке лучей, отраженных от зеркала, и дает изображение источника в плоскости входного зрачка объектива.

В первой группе решений заслуживают внимания следующие варианты:

а) система, состоящая из параболического зеркала, в фокусе которого расположен источник света, и асферической или сферической линзы, работающей в строго параллельном пучке лучей, отраженных от зеркала;

б) система, состоящая из сферического зеркала, в фокусе которого находится источник света, и асферической линзы, работающей в аберрированном параллельном пучке лучей.

На основе этих оптических схем разработана осветительная система звукового стационарного кинопроектора СКП-26. На рис. 159 изображена светооптическая схема проектора. В целях упрощения технологии изготовления и удешевления производства вместо параболического отражателя здесь применен стеклянный сферический отражатель типа Манжена с углом охвата 135° . В аберрированном параллельном пучке расположена плосковыпуклая линза. Система, естественно, обладает большим рассеянием лучей в плоскости кадрового окна и, следовательно, значительными потерями светового потока. При источнике света — угольной дуге постоянного тока 60 а проектор дает световой поток лишь 1600 лм , а при питании переменным током, полезный свето-

вой поток составляет лишь 1000 лм [59]. В проекторе применяются объективы-апланаты типа П-4 или П-5, имеющие относительные отверстия 1 : 2 и фокусные расстояния от 90 до 180 мм.

Во второй группе решений заслуживают рассмотрения следующие схемы:

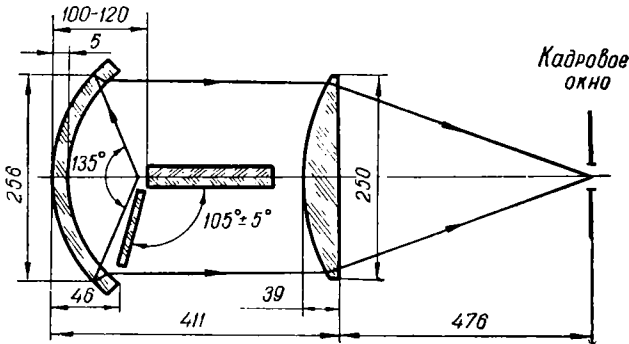


Рис. 159. Светооптическая система кинопроектора СКП-26

а) система, состоящая из сферического зеркала и асферической линзы (возможна и линза Френеля), расположенной в аберрированном сходящемся пучке лучей, отраженном от зеркала (рис. 160). По сравнению с предыдущими катадиоптрическими схемами имеет то преимущество, что приводит к меньшим

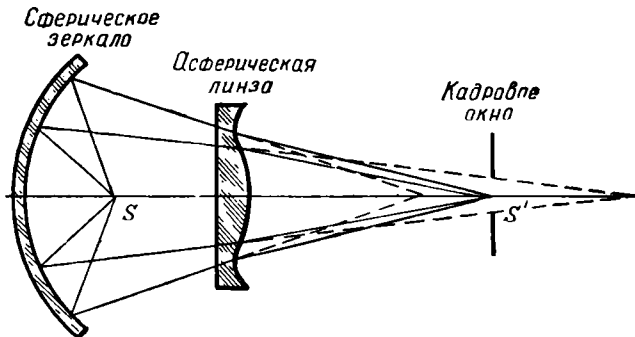


Рис. 160. Схема катадиоптрического осветителя с асферической линзой, расположенной в сходящемся пучке лучей

размерам линзы; однако она имеет и недостаток—чувствительность к расфокусировке, что очень существенно, если учесть, например, трудность достижения вполне спокойного горения дуги;

б) система, состоящая из эллиптического зеркала и сферо-цилиндрической линзы, расположенной в сходящемся пучке лучей и дающей изображение кратера дуги

несколько вытянутой формы, соответственно форме кадрового окна. Относительное расположение элементов системы такое же, как на предыдущем рис. 160. Система приводит к повышению полезного светового потока, как показывает расчет, на 5—10% благодаря эффекту сплющивания светового пятна в плоскости кадрового окна; однако это возрастание величины светового потока не превышает потерь яркости пучка, появляющихся в связи с введением дополнительной линзы, и лишь несколько повышает равномерность освещенности;

в) система, состоящая из эллиптического зеркала, изображающего источник в плоскости кадрового окна и прикад-

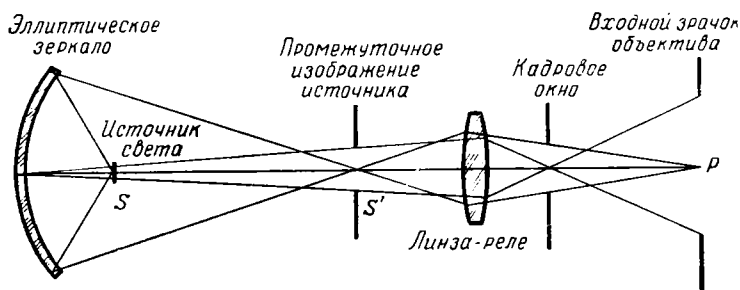


Рис. 161. Схема катдиооптического осветителя с промежуточным изображением источника света

ровой положительной линзы (коллектива), сопрягающей зрачки осветителя и проекционного объектива. Принципиальная схема системы аналогична изображенной на рис. 150, но вместо конденсора располагается отражатель. Иными словами, приходим к схеме проектора КПТ-1 с дополнительной прикадровой линзой, устраняющей виньетирование объективом пучков лучей, проходящих через крайние точки кадрового окна. Практическому осуществлению этой оптически рациональной схемы препятствует лишь одно обстоятельство—сильный перегрев прикадровой линзы. Усовершенствование способов отвода тепла (создание интерференционных теплофильтров, разработка интерференционных отражателей—зеркал «холодного света»,—пропускающих значительную часть инфракрасного излучения и отражающих видимый свет, и т. п.) позволит в ближайшем будущем практически реализовать эту схему осветителя.

По третьей группе решений заслуживают рассмотрения следующие схемы:

а) система, состоящая из эллиптического зеркала и положительной линзы-реле (рис. 161), вторично изображающей промежуточное изображение источника света S' в плоскость входного зрачка P объектива и сопрягающей поверхность отражателя с плоскостью кадрового окна. В этой схеме недопустимо экранирование отраженного от зеркала светового потока механическими

детальями источника (например, угледержателями дуговой лампы), так как образующийся при этом конус тени создаст неравномерность освещенности кадрового окна; в последнем случае плоскость кадрового окна не должна строго сопрягаться с зрачком отражателя. Эта схема осветителя особенно рациональна при линзовом конденсоре (см. рис. 149);

б) система, состоящая из отражателя и так называемого сотового конденсора (рис. 162), являющаяся развитием описанной выше релейной схемы. Линза-реле заменена здесь двумя пластинами-растрами *A* и *B*. Каждая линза растровой пластинки *A* образует на соответствующей ей линзе пластины

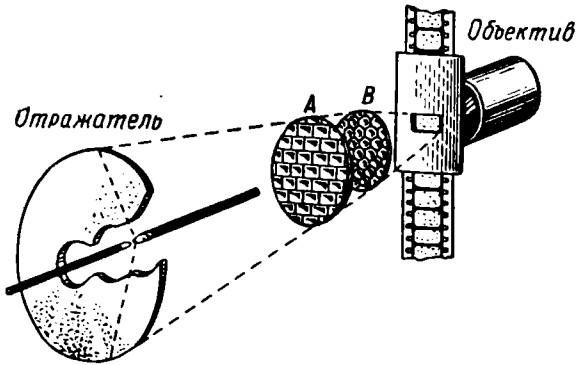


Рис. 162. Схема осветителя с сотовым конденсором

B изображение отражателя; формы линз пластины *B* шестиугольные, что ближе соответствует круглой форме изображений отражателя. Каждая линза пластины *B* образует в кадровом окне изображение соответственной ей линзы пластины *A*; последним придана прямоугольная форма, которая геометрически подобна форме кадрового окна. Таким образом, на кадровое окно накладывается свыше сотни изображений прямоугольных линз пластины *A*, что обеспечивает хорошую равномерность освещенности картины. При любом источнике света в плоскости кадрового окна образуется пятно прямоугольной формы. Система не требует точной установки источника света относительно отражателя и точного расстояния между отражателем и сотовым конденсором. Более точно необходимо выдержать лишь расстояние между пластинами *A* и *B* конденсора и расстояние последнего от кадрового окна. За границей сотовый конденсор начинает находить применение [88] в осветительных системах кинопроекторов, использующих ксеноновую дуговую лампу в качестве источника света. Оптическая схема такого осветителя аналогична представленной на рис. 162, но дополнительно вблизи ксеноновой лампы (со стороны кадрового окна) устанавливается сферический контротражатель. При мощности лампы 1000 *вт* такой

проектор имеет полезный световой поток около 2500 лм и позволяет проецировать нормальный 35-мм кинокадр на экран площадью около 20 м²;

в) в проекционных системах типа эпидиаскоп часто применяется катадиоптрическая система (рис. 163), состоящая из парабо-

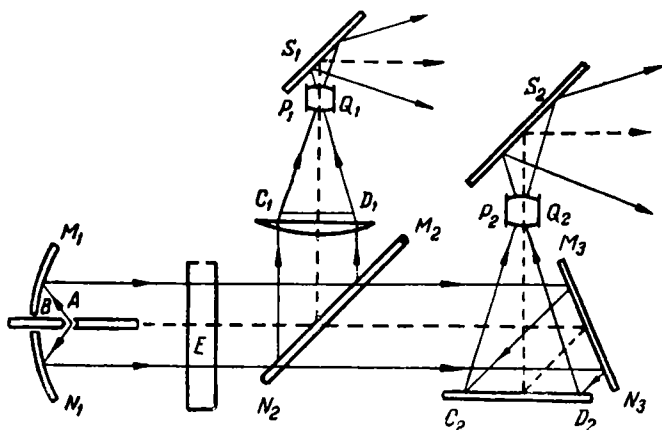


Рис. 163. Схема катадиоптрического осветителя эпидиаскопа

лического или сферического отражателя и простой линзы, установленной в схеме диапроектора. Переключение на схему эпидиаскопа производится вращающимся плоским зеркалом M_2N_2 вокруг горизонтальной оси M_2 .

§ 4. О ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СВЕТООПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПРОЕКТОРА

Отправной характеристикой проектора при его разработке является полезная световая мощность, которая устанавливается, исходя из размеров зала (кинотеатра, аудитории) и, следовательно, необходимой площади проекционного экрана.

1. При заданных габаритах помещения из (IX,19) и (IX,20) определяются увеличение $\beta_{об}$ и фокусное расстояние $f'_{об}$ проекционного объектива—в соответствии с выбранными размерами экрана и форматом проецируемой картины.

2. Из условий получения рекомендуемых освещенностей экрана, воспользовавшись (IX,1), устанавливается (ориентировочно) необходимый световой поток проектора. Если распределение освещенности по поверхности экрана должно соответствовать закону (IX,5), то полезный световой поток установки $F_{пол}$ более точно вычисляется из формул (IX,10) и (IX,11). Задача получения строго равномерной освещенности во всех точках экрана требует применения специальных оттенителей того или иного

типа. В частности, некоторыми авторами [107] рекомендуется применение перфорированных экранов с переменной частотой перфорации, уменьшающейся от центра к краю экрана. В тех случаях, когда распределение освещенности на экране заранее задается, исходя из тех или иных соображений, полезный поток проектора определяется из формулы (IX,14). Чисто оптическими способами воздействия на распределение освещенности по площади экрана являются:

а) выбор положения плоскости изображения источника света в промежутке между кадровым окном и зрачком объектива;

б) преднамеренное введение сферической аберрации при расчете осветительной системы;

в) воздействие на характер изменения зональных увеличений осветителя при его разработке;

г) введение оптических элементов в осветительную систему, нарушающих осе-симметричные свойства последней (цилиндрических линз, составных отражателей, «разрезанных» по их вертикальному диаметру и т. п.);

д) разработка специальных осветительных систем и проекционных объективов, пропускающих наклонные пучки на краю поля большего сечения, чем в центре поля; рациональные пути реализации этого направления пока не ясны.

Эффективным, конечно, является выбор источника света с соответствующим распределением яркости по его поверхности. Почти все перечисленные оптические способы воздействия на характер распределения освещенности приводят к снижению интегрального полезного светового потока проектора.

3. Освещенность $E'_{x', y'}$ в любой точке (x', y') экрана связана с освещенностью $E_{x, y}$ в соответственной точке кадрового окна зависимостью

$$E'_{x', y'} = \tau_{об} k_{w'} \frac{E_{x, y}}{\beta_{об}^2} \cos^4 w', \quad (IX,54)$$

где $\tau_{об}$ — коэффициент пропускания объектива; $k_{w'}$ — функция виньетирования объектива для угла поля зрения w' , определяемого из (IX,2):

$$w' = \arccos \frac{L'}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + L'^2}}.$$

Если виньетирование объектива отсутствует, то полезный поток проектора $F_{пол}$ непосредственно зависит от потока F_{ab} , прошедшего кадровое окно $a \times b$:

$$F_{пол} = \tau_{об} F_{ab}, \quad (IX,54')$$

где величина потока F_{ab} выражается формулой (IX,35) или, если размеры экрана малы по сравнению с длиной зала, формулой (IX,35').

4. Формулы (IX,35') содержат в виде произведения пока еще неопределенные величины $\overline{B}\epsilon^2$ —среднюю яркость \overline{B} источника и квадрат относительного отверстия объектива ϵ^2 . Для уточнения вопроса о рациональном задании этих величин надлежит обратиться к зависимости (IX,21); последняя дополнительно указывает на необходимые размеры $D_{\text{ист}}$ светящегося тела источника света (имеющего яркость \overline{B}) и необходимый апертурный угол $u_{\text{охв}}$ осветителя. Зная светотехнические характеристики современных источников света (глава VIII), возможные углы охвата осветительных систем (глава IX, § 3) и возможные оптические характеристики проекционных объективов (глава XII), методом последовательных приближений определяем величины \overline{B} , $D_{\text{ист}}$, $u_{\text{охв}}$ и ϵ , удовлетворяя при этом условиям (IX,21) и (IX,35) или (IX,35').

5. В зависимости от свойств выбранного источника, в частности его яркостных характеристик и размеров, а также размеров проецируемой картины выбирается оптическая схема осветителя и увеличение $\beta_{\text{осв}}$ последнего: если источник света изображается вблизи кадрового окна, то величина $\beta_{\text{осв}}$ определяется из (IX,22); если источник проецируется в зрачок объектива, то $\beta_{\text{осв}}$ определяется из (IX,24). Тем самым устанавливаются используемые (эффективные) размеры светящегося тела источника света.

6. При проецировании изображения излучателя вблизи кадрового окна эффективные размеры излучателя должны быть выбраны такими, при которых падение освещенности в крайних точках кадрового окна оказывается не ниже некоторой допустимой величины. Относящиеся сюда параметры определяются из (IX,37)—(IX,45), если распределение яркости излучателя задано функцией (IX,33), или из (IX,47)—(IX,53), если яркость задана функцией (IX,34). Средняя яркость \overline{B} эффективной части излучателя определяется при этом из (IX,32).

7. Если яркость излучателя имеет осе-симметричное распределение, т. е. величина $B_{r,u}$ зависит не только от расстояния r данной точки излучателя от его центра, но является также функцией направления u относительно оси симметрии излучателя (совмещенной с оптической осью осветителя), то усредненная зависимость типа (IX,12) может быть получена в результате соответствующей обработки семейства яркостных кривых следующего вида (рис. 164, а):

$$B_{r,u} = B_{0,u} \left(1 - n_u \frac{r}{r_m} - k_u \frac{r^2}{r_m^2} - \dots \right); \quad (\text{IX,55})$$

при этом предполагается, что величины коэффициентов n_u и k_u сравнительно мало меняются при изменении u . В последнем случае можно написать функцию яркости B_r (IX,12) некоторого фиктивного излучателя, усредненная яркость которого остается постоянной для всех направлений и является лишь функ-

цией расстояния r точки от оси (центра) излучателя:

$$B_r = B_0 \left(1 - \bar{n} \frac{r}{r_m} - \bar{k} \frac{r^2}{r_m^2} - \dots \right),$$

где

$$B_0 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{j=N} B_{0, u_j}; \quad \bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{j=N} n_{u_j}; \quad \bar{k} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{j=N} k_{u_j}; \quad (\text{IX}, 56)$$

N —число равных элементарных телесных углов $\Delta\Omega$, на которое делится телесный угол $\Omega_{\text{охв}}$ осветителя (в вершине которого рас-

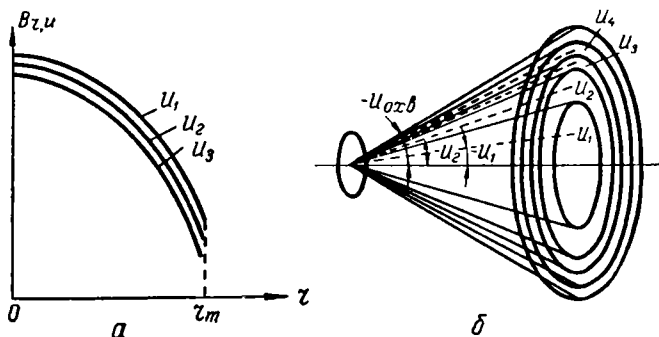


Рис. 164. Семейство яркостных кривых излучателя и их усреднение

положен источник света), соответствующий плоскому углу охвата $2u_{\text{охв}}$:

$$\Delta\Omega = \frac{\Omega_{\text{охв}}}{N} = \frac{2\pi}{N} (1 - \cos u_{\text{охв}}); \quad (\text{IX}, 57)$$

u_1, u_2, \dots, u_N —углы, образованные с оптической осью средними лучами таких элементарных телесных углов (рис. 164, б).

8. В стадии проектирования и предварительных расчетов такая замена семейства яркостных кривых (IX, 56) излучателя простой зависимостью (IX, 56), определяющей яркость некоторого фиктивного излучателя, является рациональной, так как упрощает расчет; оба источника в пределах телесного угла $\Omega_{\text{охв}}$ излучают одинаковые световые потоки, которые для всех направлений u у обоих источников распределены приблизительно одинаковым образом.

9. По установленным в стадии проектирования основным параметрам светооптической системы выполняется расчет ее оптических компонентов (глава XII) и выбор проекционного объектива (глава XII), после чего производится контрольный расчет распределения освещенности и величины полезного светового потока

установки (глава XIII) с последующей корректировкой параметров системы, если в этом сказывается необходимость.

Численный пример. Выполним расчет основных параметров проекционно-осветительной установки, предназначенной для нормальной кинопроекции в зале длиной $L' = 70$ м.

1. Из (IX,19) и (IX,20), положив $k = \frac{1}{5}$, находим ширину экрана $a' = 14$ м, увеличение проецирующего объектива $\beta_{об} = -\frac{a'}{a} = -670$, имея в виду размеры кадрового окна $a = 20,9$ мм, $b = 15,2$ мм для проекции нормального 35-мм кинокадра; высоту экрана $b' = \beta_{об} \cdot b = 10,2$ м; фокусное расстояние проекционного объектива $f'_{об} = -\frac{L'}{\beta_{об}} = 105$ мм.

2. При площади экрана $S' = a'b' = 143$ м² можно обеспечить яркость экрана не менее 100 асб при полезной световой мощности проектора $F_{пол}$ около 15 000 лм, если применить алюминированный неравномерно рассеивающий, отражающий экран (см. главу VII).

3. Из (IX,54') определим величину светового потока $F_{аб}$, проходящего через проекционное окно: $F_{аб} = \frac{F_{пол}}{\tau_{об}} = 20\ 000$ лм, где коэффициент пропускания объектива-анастигмата принят $\tau_{об} = 0,75$.

4. Из (IX,35') вычисляем произведение $\bar{B}\epsilon^2$ — средней яркости источника \bar{B} и квадрата относительного отверстия объектива ϵ^2 :

$$\bar{B}\epsilon^2 = \frac{4F_{аб}}{\pi ab \tau_{осв}} = 23\ 200;$$

при этом коэффициент пропускания осветительной системы $\tau_{осв} = \tau_{о.о} \cdot \tau_{г.л} \cdot \tau_{т.у} \cdot \tau_{обт} = 0,345$, где $\tau_{о.о} = 0,80$ — коэффициент пропускания оптики осветителя; $\tau_{г.л} = 0,9$ — коэффициент, учитывающий экранирование потока механическими частями голочки лампы; $\tau_{т.у} = 0,8$ — коэффициент пропускания теплозащитного устройства*; $\tau_{обт} = 0,6$ — к.п.д. обтюлятора.

Современная оплотехника при необходимости может обеспечить хорошее качество изображения с проекционным объективом-анастигматом, имеющим относительное отверстие 1 : 1,8 и даже 1 : 1,7**. В последнем случае $\epsilon = 0,588$ и, следовательно, $\bar{B} = 67\ 000$ сб. Очевидно, источником света должна быть выбрана дуга интенсивного горения, требуемая яркость которой в центре кратера B_0 может быть найдена из (IX,43): $B_0 = \frac{3\bar{B}}{2 + \xi} = 76\ 000$ сб,

* Возможные способы отвода тепла мы оставляем здесь вне рассмотрения.

** Лимитируется здесь глубина резкости проекционного объектива (см. главу XIV).

где коэффициент равномерности освещенности фильмового окна принят равным $\xi = 0,65$, учитывая, что aberrации осветительной системы несколько (приблизительно на 5%) повысят равномерность освещенности, снизив при этом (приблизительно на ту же величину) полезную мощность проектора.

Диаметр используемой части кратера $D_{\text{ист}}$, изображение которого образует световое пятно, перекрывающее фильмовое окно, будет зависеть от угла охвата $u_{\text{охв}}$ осветительной системы в соответствии с условием (IX,21): $D_{\text{ист}} \sin u_{\text{охв}} = 7,59$.

Ориентируясь на осветительные системы катадиоптрического типа, позволяющие осуществить большие углы охвата ($2u_{\text{охв}} \approx \approx 130-140^\circ$), в частности ориентируясь на описанный выше комбинированный стеклянный отражатель, состоящий из двух кольцевых концентрических зеркал (см. рис. 158), обеспечивающий

хорошее выполнение условия синусов в пределах угла охвата $2u_{\text{охв}} = 140^\circ$, получим $D_{\text{ист}} = 8,1$ мм.

5. Установленным параметрам источника света может удовлетворить дуга высокой интенсивности [40] с силой тока около 180—200 а и диаметром положительного угла около 16 мм. В частности, может быть применена дуга типа National 16/11 200 а. Осевая яркость дуги около 83 000 сб. На рис. 165

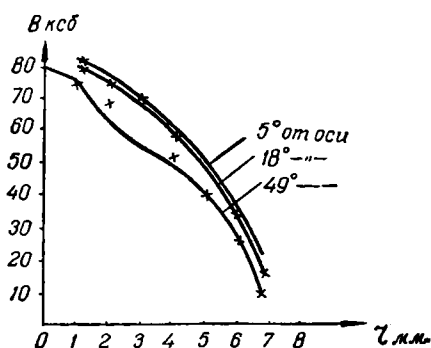


Рис. 165. Яркостные характеристики дуги высокой интенсивности 16/11; 200 а

приводятся яркостные характеристики этой дуги: распределение яркости $V_{r,u}$ представлено как функции координаты точки, взятой на кратере, и направления, определяемого углом u луча с осью положительного угла дуги, с которой предполагается совмещенной оптическая ось системы. Для аналитической обработки этих кривых был применен изложенный выше прием. Полный телесный угол 4π , в вершине которого расположен кратер дуги, делится на 20 равных элементарных телесных углов и вычисляются плоские углы u , образованные с оптической осью средними лучами таких элементарных телесных углов. В пределах максимально используемых в осветительных системах углов охвата $2u_{\text{охв}} = 130-140^\circ$ таких элементарных углов оказалось шесть. В табл. 36 приведены значения плоских углов u . Там же указаны величины яркостей $V_{o,u}$ в центре кратера для соответствующих направлений u . Кривые рис. 165 могут быть представлены зависимостью вида (IX,55), в которой оказывается достаточным сохранить лишь квадратичный член (положив $n_u = 0$), придав коэффициентам k_u численные значения, указанные в табл. 36. Для контроля ре-

зультата на кривых рис. 165 нанесены точки, координаты которых вычислены по формуле

$$B_{r, u} = B_{0, u} \left(1 - k_u \frac{r^2}{r_m^2} \right),$$

где величины $B_{0, u}$ и k_u взяты из таблицы; значение r_m принято равным 6,8 мм.

Для упрощения расчетов семейство кривых рис. 165 заменим некоторой одной усредненной кривой*, коэффициенты B_0 и \bar{k} которой взяты такими, чтобы световой поток такой фиктивной дуги был равен потоку данной дуги. Для этого вычисляем из (IX,56) средние значения $B_{0, u}$ и k_u . Для нашей дуги они равны $B_0 = 80\,000$ *сб*, $\bar{k} = 0,88$. Приходим к следующей функции B , которая является яркостной характеристикой некоторой фиктивной дуги, яркость которой остается постоянной по всем направлениям и является лишь функцией координаты r точки на поверхности кра-тера:

$$B = 80\,000 \left(1 - 0,88 \frac{r^2}{6,8^2} \right),$$

где r —расстояние в мм.

6. При заданном выше значении $\xi = 0,65$ из (IX,37) находим увеличение осветительной системы $\beta_{\text{осв}} = -3,02$, а из (IX,38)—эффективный диаметр поверхности излучателя: $2r_{\text{эф}} = 8,54$ мм. Как видим, после более точного учета яркостных характеристик дуги величина $2r_{\text{эф}}$ оказалась несколько большей предварительно найденного выше значения $D_{\text{ист}}$. В этом случае, очевидно, можно задаться более равномерным распределением освещенности филь-мового окна: например, приняв $\xi = 0,70$, из (IX,37) получим $\beta_{\text{осв}} = -3,24$, а из (IX,38) и (IX,39) определим $r_{\text{эф}} = 4,0$ мм и $\epsilon = 0,578$, что соответствует относительному отверстию объектива $1 : 1,73$ при прежнем угле охвата осветителя $2u_{\text{охв}} = 140^\circ$.

Т а б л и ц а 36

Коэффициенты уравнений кривых распределения яркости источника

№ элементарных телесных углов	Средние значения плоских углов u	Величины яркостей $B_{0, u}$	Значения коэффициентов k_u
1	18°12'	82 000	0,75
2	31°47'	81 000	0,80
3	41°25'	80 000	0,85
4	49°28'	79 000	0,90
5	56°58'	78 000	0,95
6	63°15'	77 000	1,00

* Обоснование возможности такой замены см. в работе автора [15].

Все основные параметры проекционно-осветительной установки определены. Методика дальнейшего расчета оптики системы изложена в главе XI, где она иллюстрирована на примере расчета отражателя проектора КПТ-1.

В заключение приведем обобщающую табл. 37, позволяющую на основе формулы (IX,39) установить рациональные условия применения с углями высокой интенсивности диоптрических и катадиоптрических осветительных систем при различных относительных отверстиях объектива. На основании данных таблицы может быть произведен выбор размеров углей и необходимое увеличение осветительной системы. Эти данные показывают, что при применении дуг интенсивного горения для целей кинопроекции нормального 35-мм кадра относительное отверстие объектива нерационально брать бóльшим, чем 1:2, если применять диоптрический конденсор с углом охвата до 90°. Относительное отверстие объектива может быть повышено до 1:1,6, если применять катадиоптрическую систему с углом охвата до 140°. При этом предположено, что источник света изображается осветительной системой вблизи плоскости фльмового окна и что диаметр положительного угля не превышает 20 мм, так как уже в этом случае питающий дугу ток достигает 200—250 а. Большие трудности при этом возникают с созданием теплозащитных устройств, защищающих фльм от нагрева инфракрасной радиацией, и с устранением продольных смещений фльма, что приводит к дефокусировке изображения вследствие крайне ограниченной глубины резкости особо светосильных объективов (см. главу XIV).

Таблица 37

Условия рационального применения диоптрических и катадиоптрических осветителей для проекции 35-мм кинокадра ($\xi = 0,70$; $\bar{k} = 0,88$)

Относительное отверстие объектива ϵ	Диоптрический осветитель		Катадиоптрический осветитель	
	необходимый диаметр кратера $2r_m$ (мм)	линейное увеличение осветителя $\beta_{осв}$	необходимый диаметр кратера $2r_m$ (мм)	линейное увеличение осветителя $\beta_{осв}$
1:2,2	14,2	3,1	10,7	4,1
1:2,0	15,6	2,8	11,7	3,8
1:1,8	17,3	2,5	13,0	3,4
1:1,7	18,4	2,4	13,8	3,2
1:1,6	19,5	2,3	14,7	3,0
1:1,4	22,3	2,0	16,8	2,6
1:1,2	26,0	1,7	19,6	2,2
1:1,0	31,2	1,4	23,4	1,9

Г Л А В А Д Е С Я Т А Я

ОСНОВЫ ТЕОРИИ АБЕРРАЦИЙ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Расчет конструктивных элементов оптической системы — определение кривизны преломляющих поверхностей линз, диаметров и толщин линз, воздушных промежутков и марок оптических стекол — производится в первом приближении на основе теории аббераций третьего порядка и последующего точного (тригонометрического) расчета хода лучей, позволяющего учесть абберации высших порядков и внести соответствующие коррективы конструктивных элементов системы с целью изменения величин аббераций третьего порядка, компенсирующих абберации высших порядков.

§ 1. НЕКОТОРЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПАРАКСИАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Рассмотренные в главе IV некоторые исходные соотношения параксиальной оптики могут быть несколько преобразованы и более удобно представлены для вычислительной практики, если ввести другие переменные, уже около 50 лет тому назад предложенные Ланге [92].

С помощью этих переменных оказывается удобным выразить формулы теории аббераций третьего порядка.

Следуя Ланге, обозначим через α_k угол между оптической осью системы и первым вспомогательным параксиальным лучом (проходящим через центр предмета — точку пересечения плоскости предметов оптической осью) до преломления луча через k -ю поверхность; такой же угол после преломления — буквой α'_k . Соответственные углы с осью второго вспомогательного луча (проходящего через центр входного зрачка — точку пересечения плоскости входного зрачка с оптической осью) назовем буквами β_k и β'_k .

Обозначения тех же углов u_k и u'_k , w_k и w'_k сохраним для конечных углов лучей с оптической осью, т. е. лучей, выходящих за пределы параксиальной области.

Введем также высоты пересечения с k -й преломляющей поверхностью обоих вспомогательных параксиальных лучей — h_k и y_k .

Из формулы преломления луча через k -ю поверхность с радиусом кривизны r_k

$$\frac{n'_k}{s'_k} - \frac{n_k}{s_k} = \frac{n'_k - n_k}{r_k},$$

после умножения обеих частей на величину h_k получим:

$$n'_k \alpha'_k - n_k \alpha_k = h_k \frac{n'_k - n_k}{r_k}, \quad (X,1)$$

где

$$\frac{h_k}{s_k} = \alpha_k; \quad \frac{h_k}{s'_k} = \alpha'_k. \quad (X,2)$$

Для перехода от высоты h_k на преломляющей поверхности k к высоте на поверхности с номером $k+1$, разделенных промежутком d_k , очевидно, можно воспользоваться простой зависимостью

$$h_{k+1} = h_k - d_k \alpha_{k+1}, \quad (X,3)$$

где

$$\alpha_{k+1} = \alpha'_k.$$

Аналогичные соотношения можно написать и для второго вспомогательного паракиального луча:

$$n'_k \beta'_k - n_k \beta_k = y_k \frac{n'_k - n_k}{r_k}, \quad (X,4)$$

$$y_{k+1} = y_k - d_k \beta_{k+1}, \quad (X,5)$$

где $\frac{y_k}{x_k} = \beta_k$; $\frac{y_k}{x'_k} = \beta'_k$; через x_k и x'_k здесь обозначены сопряженные отрезки, определенные из формулы преломления второго вспомогательного луча через k -ю поверхность:

$$\frac{n'_k}{x'_k} - \frac{n_k}{x_k} = \frac{n'_k - n_k}{r_k}.$$

Таким образом, расчет обоих вспомогательных лучей через любую оптическую систему последовательно производится по рекуррентным формулам (X,1) и (X,3), (X,4) и (X,5), которые в дальнейшем будем записывать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_k n \alpha &= h_k \frac{\Delta_k n}{r_k}, \\ \Delta_k h &= -d_k \alpha'_k; \end{aligned} \right\} \quad (X,6)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta_k n \beta &= y_k \frac{\Delta_k n}{r_k}, \\ \Delta_k y &= -d_k \beta'_k. \end{aligned} \right\} \quad (X,7)$$

Символом Δ здесь обозначены разности соответствующих величин.

Углы α_k и β_k и высоты h_k и y_k могут при этом задаваться в любых произвольных единицах; важно лишь, чтобы при выборе этих единиц были удовлетворены следующие соотношения:

$$\begin{aligned} h_k &= s_k \alpha_k = s'_k \alpha'_k, \\ y_k &= x_k \beta_k = x'_k \beta'_k, \end{aligned} \quad (X,8)$$

где $\alpha'_k = \alpha_{k+1}$ и $\beta'_k = \beta_{k+1}$.

Если предмет или входной луч находятся на бесконечно далеком расстоянии, то соответственно одно из выражений (X,8) замещается одним из следующих:

$$\begin{aligned} s_1 &= -\infty : h_1 = f' \alpha'_1; \\ x_1 &= -\infty : y_1 = f' \beta'_1, \end{aligned} \quad (X,9)$$

где f' — фокусное расстояние оптической системы.

Имея четыре совокупности величин, рассчитанных при любых начальных значениях: h_k и y_k с индексами от 1 до p (p — число преломляющих поверхностей оптической системы) и α_k , β_k с индексами от 1 до $p+1$, вычисляем их так называемые «приведенные значения»; для этого делим каждую из величин α_k , β_k , h_k , y_k на одно из значений каждой совокупности; эти величины назовем «приведенными значениями» переменных Ланге.

Можно перечислить несколько «систем приведенных значений» переменных Ланге, или, что то же самое, систем выбора начальных значений переменных Ланге при пользовании рекуррентными формулами (X,6) и (X,7).

Например, в случае, если плоскости предметов и входного луча находятся на конечных расстояниях s_1 и x_1 , можно принять одно из следующих условий нормировки:

$$\text{а) } \left. \begin{aligned} \alpha_1 &= 1, & h_1 &= s_1, \\ \beta_1 &= 1, & y_1 &= x_1; \end{aligned} \right\} \quad (X,10)$$

$$\text{б) } \left. \begin{aligned} \alpha'_p &= 1 \left(\alpha_1 = \frac{1}{\gamma} \right), & h_1 &= s_1 \alpha_1, \\ \beta_1 &= 1, & y_1 &= x_1, \end{aligned} \right\} \quad (X,10')$$

где γ — угловое увеличение системы.

$$\text{в) } \left. \begin{aligned} \alpha'_p &= 1, & h_p &= s'_p, \\ \beta_1 &= 1, & y_1 &= x_1. \end{aligned} \right\} \quad (X,11)$$

В случае если плоскость предметов бесконечно удалена ($\alpha_1=0$), удобнее всего выполнять вычисления, полагая $f'=1$, т. е. выражая все длины в долях фокусного расстояния системы; при этом приведенные значения переменных Ланге вычисляются при следующих условиях:

$$\left. \begin{aligned} \alpha'_p &= 1, & h_1 &= 1, \\ \beta_1 &= 1, & y_1 &= x_1. \end{aligned} \right\} \quad (X,12)$$

Таким образом, если задан линейный элемент предмета l_1 , перпендикулярный оптической оси и расположенный на расстоянии s_1 от вершины первой преломляющей поверхности и если плоскость входного зрачка системы расположена на расстоянии x_1 от вершины той же поверхности, то из элементарных геометрических соображений имеем:

$$h_1 = s_1 \alpha_1; \quad l_1 = (x_1 - s_1) \beta_1. \quad (X,13)$$

Определив с помощью формул (X,6) координаты выхода луча из оптической системы h_p и α'_p , находим

$$s'_p = \frac{h'_p}{\alpha'_p}. \quad (X,14)$$

Из расчета второго вспомогательного луча, выполненного с помощью формул (X,7), находим координаты выхода y_p и β'_p ; отсюда

$$l'_p = (x'_p - s'_p) \beta'_p, \quad (X,15)$$

где

$$x'_p = \frac{y_p}{\beta'_p}.$$

Заметим, что линейный элемент изображения l'_p может быть непосредственно определен из инварианта Лагранжа—Гельмгольца:

$$n_1 l_1 \alpha_1 = n'_p l'_p \alpha'_p \quad (X,16)$$

и, следовательно, расчет второго вспомогательного луча оказывается необходимым, как увидим ниже, для удобного представления коэффициентов абсраций третьего порядка через переменные $\alpha_k, h_k, \beta_k, y_k$; контролем правильности выполненных вычислений, как нетрудно видеть, явится тождественность следующих выражений:

$$n_1 (\alpha_1 y_1 - \beta_1 h_1) = n'_p (\alpha'_p y_p - \beta'_p h_p), \quad (X,17)$$

где n_1 и n'_p — показатели преломления сред пространства предметов и изображений.

Удобно принять следующее правило знаков для отрезков и углов. Условимся чертить все оптические схемы таким образом, чтобы лучи света распространялись слева направо, и будем считать положительным направление распространения света. Приняв за начало отсчета отрезков оси некоторые точки (например, вершины преломляющих поверхностей), считаем отрезок положительным, если он откладывается в сторону распространения света, т. е. если он расположен справа от точки отсчета отрезков. Точки отсчета отрезков в различных случаях могут быть выбраны различными, но должны быть специально оговорены. Если отрезок перпендикулярен направлению распространения света, то

за положительное направление (в случае распространения света слева направо) принимается направление вверх.

Угол будем считать положительным, если он может быть образован вращением луча, начиная от некоторой оси отсчета углов по часовой стрелке; в качестве оси отсчета углов обычно принимается оптическая ось (для углов α и α') или нормаль к преломляющей поверхности (для углов падения i и преломления i').

Условимся, кроме того, отмечать на чертежах и рисунках только абсолютные величины углов и отрезков; если какая-нибудь буква означает отрицательную величину, то на чертеже она должна быть поставлена со знаком минус. В случае, представленном на рис. 166, все отрезки и углы положительны.

Во многих случаях предварительных расчетов можно считать оптическую систему состоящей из нескольких бесконечно тонких линз, расположенных на некотором расстоянии друг от друга; иногда вместо простой линзы встречается сложный компонент, состоящий из нескольких бесконечно тонких соприкасающихся простых линз.

Назовем оптическую силу одного из таких компонентов с номером m буквой Φ_m ; оптическая сила компонента может быть определена в результате следующего суммирования по всем p преломляющим поверхностям:

$$\Phi_m = \sum_{k=1}^{k=p} \frac{n'_k - n_k}{r_k}. \quad (X,18)$$

При расчете хода параксиальных лучей через подобную систему, состоящую из тонких линз или компонентов для всех линз m -го компонента высоты h_m и y_m пересечения вспомогательных лучей, очевидно, будут одинаковы; применяя формулы (X,2)—(X,5) последовательно ко всем поверхностям компонента, получим

$$\left. \begin{aligned} \alpha'_m - \alpha_m &= h_m \Phi_m, \\ h_{m+1} &= h_m - d_m \alpha'_m; \end{aligned} \right\} \quad (X,19)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta'_m - \beta_m &= y_m \Phi_m, \\ y_{m+1} &= y_m - d_m \beta'_m, \end{aligned} \right\} \quad (X,20)$$

где α_m , β_m и α'_m , β'_m —углы с оптической осью вспомогательных параксиальных лучей до и после преломления через m -й компонент, а d_m —расстояние между компонентами m и $m+1$.

Формулы (X,19) и (X,20) могут применяться и в случае системы, состоящей из простых линз или сложных компонентов конечной толщины, но в этом случае под h_m и y_m следует понимать

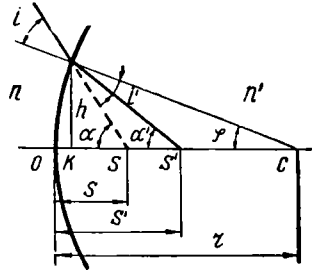


Рис. 166. Преломление луча через сферическую поверхность

высоты пересечения вспомогательных лучей с главными плоскостями «толстой» линзы или компонента; кроме того, оптическая сила Φ_m уже не может быть вычислена из формулы (X,18), а должна быть получена точным расчетом.

Определение фокусных расстояний оптической системы и положений ее кардинальных точек (фокусов и главных точек) проще всего выполнить путем расчета хода двух параксиальных лучей, входящих в систему параллельно оптической оси: одного в положительном направлении, т. е. слева направо («прямой ход луча»), другого—в противоположном направлении—справа налево («обратный ход луча»). Расстояния $s_{F'}^{\rightarrow}$ и s_F^{\leftarrow} (рис. 167) между

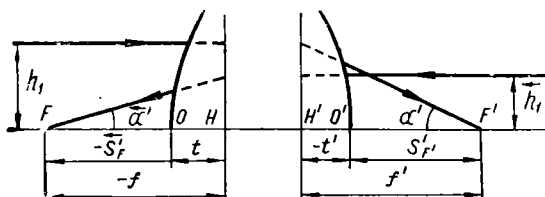


Рис. 167. Определение фокусных расстояний и положений кардинальных точек системы

вершинами O и O' системы и точками пересечения луча с осью в прямом и обратном ходе определяют положение фокусов—заднего F' и переднего F . Величины фокусных расстояний находятся из известных зависимостей:

$$f' = \frac{h_1}{\alpha'_p}, \quad f = \frac{\overleftarrow{h}_1}{\overleftarrow{\alpha}'}. \quad (\text{X},21)$$

Положения главных точек H' и H относительно последней и первой преломляющих поверхностей системы определяются отрезками t' и t :

$$\begin{aligned} t' &= s_{F'}^{\rightarrow} - f', \\ t &= \overleftarrow{s}_{F'} - f. \end{aligned} \quad (\text{X},21')$$

Величины t и t' считаются положительными, если главная точка лежит справа от соответственной вершины поверхности. При расчете хода луча в обратном направлении (справа налево) нумерация преломляющих поверхностей, оптических сред и т. п. ведется также в обратном ходе, причем знаки радиусов поверхностей меняются на противоположные:

$$\begin{aligned} \overleftarrow{r}_1 &= -r_p; & \overleftarrow{r}_2 &= -r_{p-1} \text{ и т. д.} \\ \overleftarrow{n}_1 &= n_{p+1}; & \overleftarrow{n}_2 &= n_p \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

В заключение заметим, что вместо двух специально выбранных лучей для определения фокусных расстояний и положений кар-

динальных точек оптической системы можно воспользоваться расчетом хода двух произвольных параксиальных лучей, определив в результате требуемые величины f, f', t, t' . Не приводя промежуточных выкладок, приводим конечные результаты:

$$f' = \frac{\bar{s}_1 - \bar{s}_1}{\frac{\bar{\alpha}'_p}{\bar{\alpha}_1} - \frac{\bar{\alpha}'_1}{\bar{\alpha}_1}}, \quad f = \frac{\bar{s}'_p - \bar{s}'_p}{\frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}'_p} - \frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}'_p}}, \quad (\text{X},22)$$

где \bar{s}_1 и $\bar{\alpha}_1$, \bar{s}_1 и $\bar{\alpha}_1$ — начальные координаты двух произвольных параксиальных лучей, а \bar{s}'_p и $\bar{\alpha}'_p$, \bar{s}'_1 и $\bar{\alpha}'_1$ — конечные координаты этих лучей.

Контроль вычислений фокусных расстояний осуществляется с помощью формулы

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}.$$

Положение главных точек определяется из формул

$$\left. \begin{aligned} t = \bar{s}_1 - \frac{\bar{\alpha}'_p f' + \bar{\alpha}_1 f}{\bar{\alpha}_1} &= -\frac{\bar{\alpha}'_p f' + \bar{\alpha}_1 f}{\bar{\alpha}_1} + \bar{s}_1, \\ t' = \bar{s}'_p - \frac{\bar{\alpha}'_p f' + \bar{\alpha}_1 f}{\bar{\alpha}'_p} &= \bar{s}'_p - \frac{\bar{\alpha}'_p f' + \bar{\alpha}_1 f}{\bar{\alpha}'_p}. \end{aligned} \right\} (\text{X},22')$$

Эти формулы, выражающие t и t' различными способами, взаимно контролируют друг друга.

В заключение укажем, что отчетливое понимание формул этого параграфа делает совершенно излишним подробное рассмотрение их отдельных частных следствий и применений; в частности, обычно приводимые в учебниках задачи соединения двух оптических систем в одну систему, задачи отыскания кардинальных точек сложных систем, анализ свойств линз конечной толщины и т. п. — все это является элементарно простым следствием формул (X,6), (X,7), (X,16), (X,19) — (X,22).

§ 2. О РАСЧЕТЕ ГАБАРИТОВ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Под расчетом габаритов оптической системы понимают определение положений и размеров оптических элементов (линз, зеркал, диафрагм, призм, защитных стекол и т. п.) таким образом, чтобы при выполнении заданных оптических характеристик системы (увеличение, апертура, поле зрения, относительное отверстие и т. п.) последняя оставалась в пределах определенных поперечных и продольных размеров, диктуемых теми или иными конструктивными соображениями. При расчете габарита системы не существенно, представляет ли данный компонент простую лин-

зу, или является комбинацией из нескольких линз: расчет ведется, руководствуясь формулами гауссовой оптики и в предположении, что оптическая система состоит из бесконечно тонких компонентов. Эти вычисления остаются справедливыми и для системы, состоящей из компонентов конечной толщины, но фокусные расстояния и сопряженные отрезки отсчитываются в этом случае от соответствующих главных плоскостей. Изменяется при этом лишь общая длина реальной оптической системы, которая отличается от длины системы, состоящей из тонких компонентов, на величину суммы расстояний между главными плоскостями отдельных компонентов.

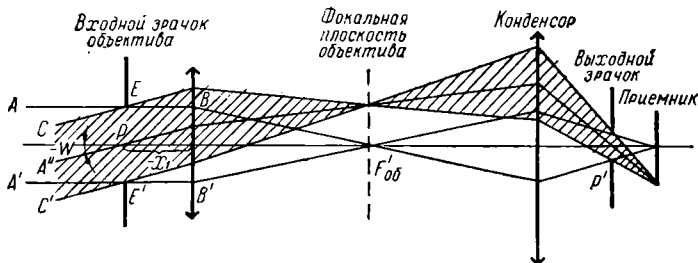


Рис. 168. Определение действующих диаметров линз

В достаточно сложных оптических системах часто бывает затруднительным установить простые и легко поддающиеся анализу соотношения, связывающие фокусные расстояния, отверстия линз и диафрагм системы и расстояния между ними с требуемыми оптическими характеристиками прибора. Обычно такая задача решается методом последовательного анализа различных вариантов решений и выбора оптимального варианта системы. Соответствующие расчеты выполняются на основе применения формул (X,19) и (X,20), определяющих ход обоих вспомогательных параксиальных лучей через многокомпонентную систему, что позволяет вычислить поперечные размеры всех элементов системы, расположение зрачков, люков, всех промежуточных изображений и т. п. Допустим, известны фокусные расстояния компонентов, воздушные промежутки между ними, заданы положения плоскостей предмета и входного зрачка (рис. 168).

На рисунке представлен ход лучей широких пучков—двух апертурных лучей AB и $A'B'$, выходящих из точки предмета, расположенной на оптической оси системы, и полевого—главного луча $A''P$, выходящего из крайней точки поля, расположенной на краю предмета и составляющего угол ω с оптической осью; подобная оптическая схема системы была рассмотрена нами в главе IV (см. рис. 67); здесь лишь, общности ради, предположено, что входной зрачок системы (он же—апертурная диафрагма) расположен впереди объектива. Полевой луч $A''P$ наклонного пучка проходит через центр входного зрачка P

и по выходе из системы вторично пересекает оптическую ось в точке P' , которая является центром выходного зрачка.

Для определения действующих («световых») диаметров линз необходимо вычислить по формулам (X,19) и (X,20) расстояния h_k и y_k —точек пересечения с поверхностями линз апертурного и полевого лучей. Действующие диаметры линз получаются, как сумма абсолютных величин высот пересечения h_k и y_k с отдельными линзами. При этом, конечно, необходимо привести величины h_k и y_k к реальным значениям (в миллиметрах), так как по названным формулам параксиальной оптики они обычно вычисляются в условных («приведенных») единицах, как это было разъяснено в предыдущем параграфе. Такой переход к реальным единицам осуществляется следующим образом. Если предмет расположен на бесконечно большом расстоянии от оптической системы, то следует принять, что

$$h_1 = \frac{D_{\text{вх. зр}}}{2} \quad \text{и} \quad y_1 = x_1 \operatorname{tg} \omega_1, \quad (\text{X}, 23)$$

где $D_{\text{вх. зр}}$ —диаметр входного зрачка; x_1 —расстояние зрачка от первой линзы; ω_1 —половина угла поля зрения. Очевидно, все другие высоты h_k и y_k , вычисленные в «приведенных» единицах ($h_1=1$ и $y_1=x_1$), должны быть умножены соответственно на величины $\frac{1}{2} D_{\text{вх. зр}}$ и $\operatorname{tg} \omega_1$.

Если плоскость предмета расположена на конечном расстоянии $-s_1$ от первой линзы, то реальные значения высот h_1 и y_1 определяются из соотношений (рис. 169)

$$h_1 = s_1 \operatorname{tg} u_1 = -\frac{s_1 m_1}{x_1 - s_1}; \quad y_1 = x_1 \operatorname{tg} \omega_1, \quad (\text{X}, 24)$$

где m_1 —высота пересечения апертурным лучом SA плоскости входного зрачка, равная радиусу входного зрачка ($m_1 = \frac{1}{2} D_{\text{вх. зр}}$). Все остальные высоты h_k и y_k должны быть умножены на соответственные величины, приводящие их к реальным значениям (в мм).

Итак, если известен ход обоих главных лучей—апертурного и полевого—через систему, легко вычислить действующие диаметры линз. Обратное, если известны диаметры линз, то можно определить, какая часть поля зрения изображается без виньетирования (см. главу IV) и какая с виньетированием. В последнем случае достаточно построить рисунок, аналогичный рис. 168, но вместо лучей CE и $C'E'$, проходящих через края входного

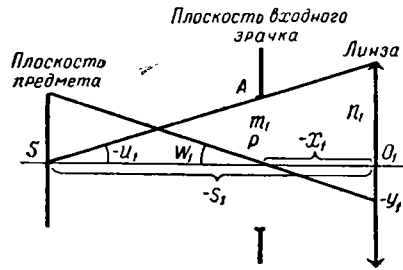


Рис. 169. Вычисление реальных значений начальных координат h_1 и y_1

зрачка, рассмотреть лучи того же угла наклона, но проходящие через другие точки входного зрачка, и проследить их ход через всю систему.

Аналитические зависимости между отверстиями линз и другими г а у с о в ы м и элементами системы (фокусными расстояниями, диаметрами диафрагм и зрачков, расстояниями между линзами) вытекают из сказанного выше.

§ 3. АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Не существует идеальных оптических систем с увеличением, отличным от единицы; последний исключительный случай соответствует изображению в плоском зеркале. Все реальные оптические системы, представляющие практический интерес, обладают принципиально неустранимыми aberrациями; эти системы превращают прошедший гомоцентрический пучок лучей в астigmaticкий; иными словами, изображение точки оказывается не точкой, а имеет сложную структуру, которой соответствует некоторая ф и г у р а р а с с е я н и я лучей в данной плоскости изображения.

В тех или иных конкретных случаях оптическая система работает при определенном положении предмета и его изображения; однако и для этого положения aberrации системы могут быть лишь более или менее удовлетворительно исправлены, но не могут быть полностью устранены. Достигается это путем специальных расчетов конструктивных элементов оптической системы — радиусов кривизны преломляющих поверхностей линз, расстояний между линзами, рациональным выбором марок оптических стекол, обладающих различными оптическими постоянными (показателями преломления, дисперсией). Методам расчета оптических систем различного назначения и разных оптических характеристик посвящена специальная литература. Подобные расчеты в первой стадии предварительных исследований удобно производить, базируясь на теории aberrаций третьего порядка. Эта теория оказывается тем действительнее, чем меньше относительное отверстие системы или ее угол поля зрения.

Качество изображения объекта пучками монохроматических лучей зависит от совершенства коррекции м о н о х р о м а т и ч е с к и х а б е р р а ц и й. Возникновение этих aberrаций объясняется тем, что преломляющие поверхности не собирают в точку сколько-нибудь широкие пучки лучей, падающие на них под большими углами, а равно под большими углами к оптической оси. Эти погрешности изображений являются принципиально неустранимыми и отнюдь не исчезающими при сколь угодно совершенном изготовлении соответствующих преломляющих поверхностей: влияние чистоты изготовления поверхности на качество изображения является лишь дополнительным фактором, налагающимся на первый эффект.

Изображение объекта в белом свете (являющемся синтезом лучей различных цветов) может оказаться окрашенным (хроматическим), что будет зависеть от качества исправления хроматических аберраций оптической системы; возникновение этих аберраций объясняется дисперсией оптических сред, из которых образована оптическая система, точнее—зависимостью показателей преломления сред от длины волны.

Ко многим группам оптических приборов, работающих в условиях переменной температуры окружающей среды, предъявляют требование исправления так называемых термооптических аберраций. Температурные колебания вызывают

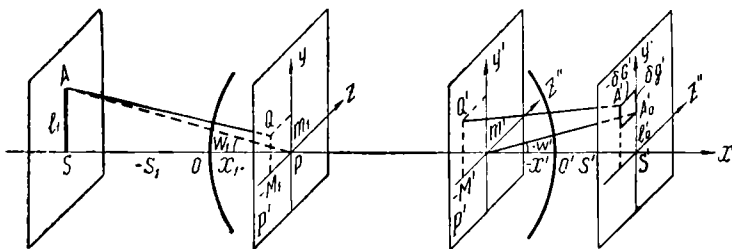


Рис. 170. Аберрация внемеридионального луча

изменения оптических постоянных стекол (показателей преломления и дисперсии), изменения геометрических параметров оптических и механических деталей (кривизны преломляющих поверхностей, толщин линз, механических оправ линз и корпуса приборов и т. п.); последнее приводит к смещению плоскости изображения (термооптическая аберрация положения изображения) или к изменению линейных размеров изображения (термооптическая аберрация увеличений). Термооптические аберрации, подобно аберрациям монохроматическим и хроматическим, при необходимости могут быть скорректированы [14].

Рассмотрим аберрацию некоторого луча широкого монохроматического пучка. В целях общности предположим, что луч не лежит в меридиональной плоскости, понимая под последней плоскость, проходящую через оптическую ось системы и точку пространства предметов.

Такой внемеридиональный («косой») луч, выходящий из точки A плоскости предметов, представлен на рис. 170. Положение «косого» луча в пространстве можно определить заданием координат точки пересечения луча с меридиональной плоскостью (точка A с координатами l_1 и s_1) и координат второй точки пересечения луча с некоторой вспомогательной плоскостью, перпендикулярной оси системы (точка Q с координатами M_1 и m_1)

В качестве такой вспомогательной плоскости обыкновенно выбирают плоскость P входного зрачка, а для всех последующих преломленных лучей—соответственные изображения плоскости входного зрачка. На рис. 170 точки O и O' суть вершины первой и последней преломляющих поверхностей системы, оптическая ось которой OO' принята за ось x -в. Внемеридиональный луч AQ проходит через точку A , лежащую в плоскости рисунка и определяемую двумя координатами: l_1 —расстоянием точки A от оптической оси и s_1 —расстоянием проекции S точки A на ось от вершины O первой преломляющей поверхности. Координаты s_1 и l_1 вполне определяют положение точки A без ограничения общности, так как всегда можно принять за плоскость рисунка меридиональную плоскость, проходящую через точку A и ось системы OO' . Другая точка луча AQ есть точка Q пересечения этого луча с плоскостью входного зрачка P . Положение этой плоскости определяется расстоянием x_1 центра входного зрачка P от точки O . Положение точки Q в плоскости входного зрачка определится двумя координатами: m_1 —по оси y -в и M_1 —по оси z -в. Итак, внемеридиональный луч AQ определяется четырьмя величинами: l_1 , s_1 , m_1 и M_1 при заданном x_1 . Иногда вместо l_1 пользуются углом ω_1 между осью и главным лучом, проведенным из точки A в центр P входного зрачка:

$$\operatorname{tg} \omega_1 = \frac{l_1}{x_1 - s_1}. \quad (\text{X}, 25)$$

На том же рис. 170 представлен ход луча в пространстве изображений. Плоскость изображения проходит через точку S' , являющуюся «гауссовым» (параксиальным) изображением точки S на оси системы. Плоскость выходного зрачка P' определяется расстоянием x' центра выходного зрачка P' от вершины последней преломляющей поверхности O' . Точка A'_0 есть «гауссово» изображение точки A , т. е. A'_0 —изображение, какое имели бы, если бы реальную оптическую систему OO' заменили идеальной системой. Тогда $P'A'_0$ есть луч, сопряженный главному лучу PA в случае идеальной системы; угол ω' удовлетворяет соотношению

$$\operatorname{tg} \omega' = \frac{l'_0}{x' - s'}, \quad (\text{X}, 26)$$

где l'_0 —идеальное изображение отрезка l . Если бы система была идеальной и изображала с увеличением β_0 , то мы должны были бы иметь $l'_0 = \beta_0 l$ и $z'_0 = \beta_0 z = 0$. Отступления $l' - \beta_0 l = \delta g'$ и $z' - \beta_0 z = \delta G'$ представляют собой проекции на оси координат поперечной абберации $A'_0 A'$, т. е. расстояния между идеальным изображением A'_0 точки A и реальной точкой пересечения A' луча с плоскостью изображения; эти проекции обычно принято обозначать символами $\delta g'$ и $\delta G'$. При заданном положении плоско-

стей предмета и входного зрачка они являются функциями от координат падающего луча l_1 , m_1 и M_1 и зависят также от конструктивных элементов оптической системы—от радиусов ее поверхностей, толщин и показателей преломления линз и воздушных промежутков между линзами.

Считая оптическую систему известной, теория aberrаций устанавливает функциональную зависимость составляющих aberrаций $\delta g'$ и $\delta G'$ от одних только координат луча l_1 , m_1 , M_1 :

$$\delta g' = F_1(l_1, m_1, M_1), \quad \delta G' = F_2(l_1, m_1, M_1).$$

Вследствие симметрии системы относительно оси можно априори утверждать, что функции F_1 и F_2 не могут содержать членов четных порядков, т. е. таких, как lm , M^2 , mM , m^2 и др.; иными словами, если функции F_1 и F_2 разложить в ряд, то последний будет содержать члены лишь нечетных порядков относительно величин первого порядка малости l_1 , m_1 и M_1 . Теория aberrаций третьего порядка ограничивается приближенным представлением составляющих aberrаций $\delta g'$ и $\delta G'$ в виде ряда, содержащего лишь члены 3-й степени переменных $\frac{l_1}{x_1-s_1}$, $\frac{m_1}{x_1-s_1}$, $\frac{M_1}{x_1-s_1}$.

Опуская выкладки, обычно приводящиеся во всех курсах геометрической оптики и теории aberrаций [64], приводим выражения aberrаций третьего порядка:

$$\left. \begin{aligned} 2n'\delta g'\alpha' &= \frac{m_1(m_1^2+M_1^2)}{(x_1-s_1)^3} \left(\frac{s_1}{h_1}\right)^3 S_I - \\ &\quad - \frac{3m_1^2+M_1^2}{(x_1-s_1)^3} l_1 \left(\frac{s_1}{h_1}\right)^2 \frac{x_1}{y_1} S_{II} + \\ &\quad + \frac{m_1 l_1^2}{(x_1-s_1)^3} \left(\frac{s_1}{h_1}\right) \left(\frac{x_1}{y_1}\right)^2 (3S_{III} + I^2 S_{IV}) - \\ &\quad - \left(\frac{x_1}{y_1}\right)^3 \frac{l_1^3}{(x_1-s_1)^3} S_V; \\ 2n'\delta G'\alpha' &= \frac{M_1(m_1^2+M_1^2)}{(x_1-s_1)^3} \left(\frac{s_1}{h}\right)^3 S_I - \\ &\quad - \frac{2m_1 M_1}{(x_1-s_1)^3} l_1 \left(\frac{s_1}{h_1}\right)^2 \frac{x_1}{y_1} S_{II} + \\ &\quad + \frac{M_1 l_1^2}{(x_1-s_1)^3} \left(\frac{s_1}{h_1}\right) \left(\frac{x_1}{y_1}\right)^2 (S_{III} + I^2 S_{IV}), \end{aligned} \right\} \quad (X, 27)$$

где S_I , S_{II} , S_{III} , S_{IV} и S_V —так называемые коэффициенты aberrаций третьего порядка, зависящие при заданном положении плоскостей предметов и входного зрачка от конструктивных элементов оптической системы и выражающиеся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned}
 S_I &= \sum_{k=1}^{h=p} h_k P_k^*; \\
 S_{II} &= \sum_{k=1}^{h=p} h_k P_k^* \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k}; \\
 S_{III} &= \sum_{k=1}^{h=p} h_k P_k^* \left(\frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} \right)^2; \\
 S_{IV} &= \sum_{k=1}^{h=p} \frac{1}{h_k} \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n_k n'_k}; \\
 S_V &= \sum_{k=1}^{h=p} \left[h_k P_k^* \left(\frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} \right)^2 + \frac{I^2}{h_k} \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n_k n'_k} \right] \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k},
 \end{aligned} \right\} (X,28)$$

где

$$P_k^* = \left(\frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha_k}{n_k} \quad \text{и} \quad I = n_1 \alpha_1 l_1 = n_k \alpha_k l_k = \text{const.}$$

Под знаками сумм входят углы α , зависящие от расстояния h_1 — точки пересечения первого вспомогательного луча с первой поверхностью системы; но выбор величины h_1 произволен, так как эта величина относится к паракиальному лучу. Этот произвол, однако, не влияет на величины самих aberrаций (благодаря коэффициентам, стоящим перед суммами) при соответствующем выборе нормировки h_1 и α_1 . Величина I , очевидно, также зависит от нормировки начальных значений переменных Ланге, а именно, так как ордината l_1 точки пересечения второго вспомогательного луча с плоскостью предметов равна $l_1 = (x_1 - s_1) \frac{y_1}{x_1}$, то при нормировке (X,10') $I = n_1(x_1 - s_1)$; при нормировке (X,10'') $I = n_1 \alpha_1 (x_1 - s_1)$.

В весьма распространенном случае бесконечно удаленной плоскости предметов ($s_1 \rightarrow -\infty$, $x_1 - s_1 \rightarrow -\infty$) формулы (X,27) теряют смысл.

Обратив внимание, что

$$\lim \left(\frac{s_1}{x_1 - s_1} \right)_{s_1 \rightarrow -\infty} = -1 \quad \text{и} \quad \frac{h_1}{\alpha_1} = f'$$

из (X,27), предварительно заменив в этих формулах $l_1 = (x_1 - s_1) \times \text{tg} \omega_1 \approx (x_1 - s_1) \omega_1$, и при нормировке (X,12) находим

$$\left. \begin{aligned}
 \delta g' &= -\frac{1}{2n'f'^2} [m_1(m_1^2 + M_1^2) S_{I\infty} + (3m_1^2 + M_1^2) \omega_1 f' S_{II\infty} + \\
 &\quad + m_1 \omega_1^2 f'^2 (3S_{III\infty} + n_1^2 S_{IV}) + \omega_1^3 f'^3 S_{V\infty}], \\
 \delta G' &= -\frac{1}{2n'f'^2} [M_1(m_1^2 + M_1^2) S_{I\infty} + 2m_1 M_1 \omega_1 f' S_{II\infty} + \\
 &\quad + M_1 \omega_1^2 f'^2 (S_{III\infty} + n_1^2 S_{IV})],
 \end{aligned} \right\} (X,29)$$

где ω_1 —угол поля зрения, а f' —фокусное расстояние системы; в выражении коэффициентов aberrаций (X,28) инвариант I при этом следует принять равным $I = -n_1$ —показателю преломления среды пространства предметов.

В формулах (X,27) в качестве координат, определяющих положение луча, приняты величины l_1 , m_1 и M_1 ; очевидно, тот же луч может быть задан углами u_1 и U_1 в меридиональной и экваториальной плоскости и углом ω_1 , образуемым лучом, проходящим че-

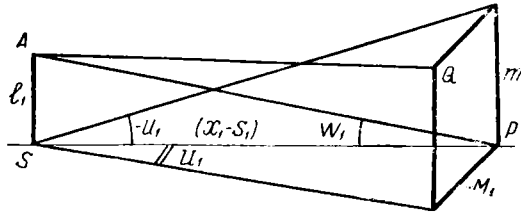


Рис. 171. Определение начальных координат внемеридионального луча

рез точку A предмета и через центр P входного зрачка (рис. 171); в пределах действительности теории aberrаций третьего порядка из простых геометрических соображений можно принять:

$$u_1 = -\frac{m_1}{x_1 - s_1}; \quad U_1 = -\frac{M_1}{x_1 - s_1}; \quad \omega_1 = \frac{l_1}{x_1 - s_1}. \quad (X,30)$$

Знаки углов определены с соблюдением указанного выше правила знаков; в виду малости углов тангенсы углов заменены дугами.

Формулы (X,27) и (X,28) при нормировке (X,10') примут следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} -2n'\delta g'\alpha' &= u_1(u_1^2 + U_1^2)S_I + (3u_1^2 + U_1^2)\omega_1 S_{II} + \\ &\quad + u_1\omega_1^2[3S_{III} + n_1^2(x_1 - s_1)^2 S_{IV}] + \omega_1^3 S_V; \\ -2n'\delta G'\alpha' &= U_1(u_1^2 + U_1^2)S_I + 2u_1 U_1 \omega_1 S_{II} + \\ &\quad + U_1\omega_1^2[S_{III} + n_1^2(x_1 - s_1)^2 S_{IV}]. \end{aligned} \right\} (X,31)$$

В некоторых случаях удобно вместо формул (X,31) иметь выражения aberrаций $\delta g'$ и $\delta G'$ как функции параметров u' и U' , относящихся к пространству изображений. Напишем выражения aberrаций при условии нормировки величин (X,10')

$$\left. \begin{aligned} -2n'\delta g' &= u'(u'^2 + U'^2)S_I + (3u'^2 + U'^2)\omega_1 S_{II} + \\ &\quad + u'\omega_1^2(3S_{III} + I^2 S_{IV}) + \omega_1^3 S_V; \\ -2n'\delta G' &= U'(u'^2 + U'^2)S_I + 2u'U'\omega_1 S_{II} + \\ &\quad + U'\omega_1^2(S_{III} + I^2 S_{IV}), \end{aligned} \right\} (X,31')$$

где

$$u' = -\frac{m'}{x' - s'}; \quad U' = -\frac{M'}{x' - s'}; \quad l = n_1 \alpha_1 (x_1 - s_1).$$

Остановимся на геометрической интерпретации и графическом представлении монохроматических aberrаций третьего порядка. Как было указано выше, гомоцентрический пучок лучей, вышедших из какой-нибудь точки пространства предметов, после прохождения через оптическую систему, вследствие присутствия aberrаций оказывается не гомоцентрическим и лучи его образуют в плоскости изображения размытое светлое пятно—фигуру рассеяния лучей. Формулы (X,27) или (X,31) позволяют определить точку пересечения с плоскостью изображения каждого луча пучка, конечно, если система обладает aberrациями только третьего порядка. Обыкновенно изучают фигуры рассеяния лучей в предположении, что в названных формулах только один из пяти коэффициентов aberrаций не равен нулю. Каждый из пяти коэффициентов определяет соответствующую aberrацию третьего порядка, имеющую особое название. Aberrация, обусловленная коэффициентом S_I , называется сферической aberrацией; коэффициент S_{II} определяет кому; S_{III} —кривизну поверхности, по которой располагаются меридиональные фокусы астигматического элементарного (бесконечно тонкого) пучка; S_{IV} —кривизну поверхности, по которой располагаются сагиттальные фокусы того же пучка; S_V —дисторсию изображения.

Из формул (X,31) или (X,31') непосредственно видно, что величина сферической aberrации третьего порядка зависит от апертуры системы, точнее, пропорциональна 3-й степени величины апертуры; aberrация комы—пропорциональна 2-й степени величины апертуры и 1-й степени угла поля зрения; кривизна поверхности изображения астигматического элементарного пучка пропорциональна 1-й степени апертуры и квадрату угла поля и, наконец, дисторсия изображения пропорциональна 3-й степени угла поля зрения.

В самом начале отметим, что в действительности оптическая система обладает одновременно всеми aberrациями и случаи, когда система обладает лишь одной aberrацией, являются исключительными; таким образом, анализ сложной aberrационной фигуры рассеяния лучей методом выделения отдельных видов aberrаций является приемом искусственным, лишь облегчающим проведение анализа явления.

Сферическая aberrация. Если все коэффициенты $S_{II} = S_{III} = S_{IV} = S_V = 0$, то оптическая система обладает только сферической aberrацией третьего порядка:

$$\delta g' = -\frac{1}{2n'} u' (u'^2 + U'^2) S_I,$$

$$\delta G' = -\frac{1}{2n'} U' (u'^2 + U'^2) S_I.$$

В аксиально симметричных системах со зрачками круглой формы углы u' и U' одинаковы и, следовательно, вид фигуры рассеяния лучей, обусловленный присутствием сферической aberrации, симметричен относительно оптической оси. Если экран, на котором получается изображение точки, перемещать параллельно самому себе вдоль оптической оси, то диаметр кружка рассеяния лучей изменяется. На некотором расстоянии Δ_m от фокуса S' параксиального изображения (рис. 172) этот кружок рассеяния окажется минимальным; соответствующее положение плоскости изображения Q называют плоскостью наименьшего кружка рассеяния лучей.

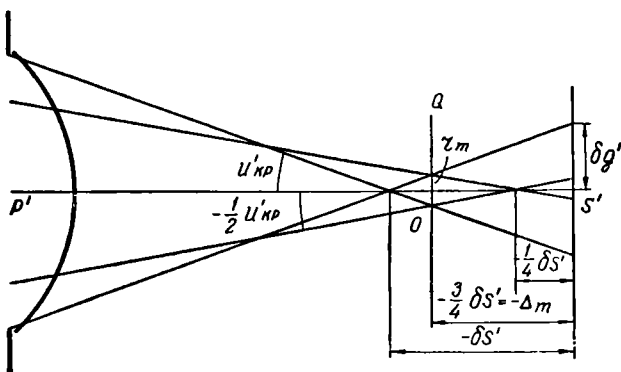


Рис. 172. Плоскость наименьшего кружка рассеяния лучей

В учебных курсах оптики доказывается, что плоскость наименьшего кружка рассеяния находится слева от гауссовой плоскости на расстоянии Δ_m трех четвертей длины $\delta s' = \delta s'_{кр}$:

$$\delta s'_{кр} = \frac{\delta g'_{кр}}{u'_{кр}} = -\frac{1}{2n'} u'_{кр}{}^2 S_1,$$

где $u'_{кр}$ —угол с оптической осью крайнего луча осевого пучка, имеющего продольную сферическую aberrацию $\delta s'_{кр}$; при этом радиус наименьшего кружка рассеяния будет в четыре раза меньше радиуса кружка рассеяния в гауссовой плоскости:

$$r'_m = \frac{1}{4} \delta g'_{кр}. \quad (X,32)$$

Точка O (рис. 172), определяющая размеры наименьшего кружка рассеяния лучей, образуется пересечением двух лучей: крайнего луча, идущего под углом $u'_{кр}$ к оптической оси, и некоторого луча, образующего с осью угол $-\frac{1}{2} u'_{кр}$ и обладающего продольной сферической aberrацией, равной $\frac{1}{4} \delta s'_{кр}$.

В плоскости наименьшего кружка рассеяния, как показывают исследования, световая энергия в кружке рассеяния распределяется таким образом, что и в центре и на краю кружка имеется максимум освещенности. Очевидно, такое распределение не соответствует максимуму разрешающей силы системы; по теории дифракции наилучшая плоскость установки при наличии в системе лишь aberrаций третьего порядка расположена слева от гауссовой плоскости на расстоянии $-\frac{1}{2} \delta s'_{кр}$.

По сравнению с другими монохроматическими aberrациями характерной особенностью сферической aberrации является ее независимость от положения точки-объекта в плоскости предмета; иными словами, сферическая aberrация не зависит от угла поля ω (или ω').

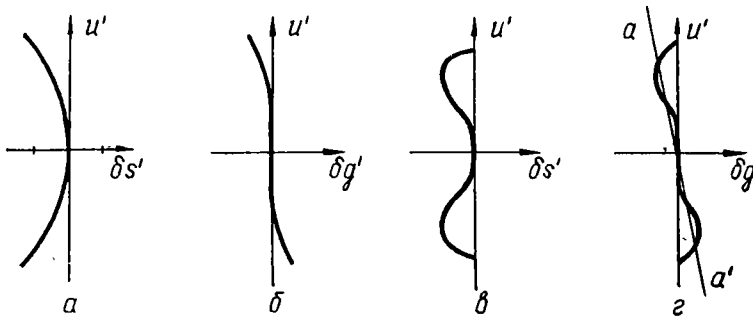


Рис. 173. Графическое представление сферической aberrации

Остаточные aberrации некоторой рассчитанной оптической системы обычно представляются не только в виде таблиц, но и графически в виде кривых aberrаций. Обычно приводятся графики продольной ($\delta s'$) и поперечной ($\delta g'$) сферической aberrации, представленные в виде функций координат m или u' . На рис. 173, *a* представлена кривая продольной сферической aberrации третьего порядка, имеющая вид обычной (квадратичной) параболы; на рис. 173, *б* представлен график поперечной сферической aberrации третьего порядка $\delta g'$, которая пропорциональна 3-й степени параметра u' (или m) и, следовательно, изменяющая свой знак при изменении знака параметра u' ; на рис. 173, *в* и 173, *г* представлены графики продольной и поперечной сферической aberrации при наличии в оптической системе не только aberrаций третьего порядка, но и aberrаций высших порядков. Для построения этих кривых обычно вычисляется ход параксиального луча и по специальным формулам—ход нескольких лучей (от 2 до 4— в зависимости от сложности кривой), пересекающих входной зрачок на разных расстояниях m_1 и обычно выбираемых так, чтобы их квадраты составляли арифметическую прогрессию: если ра-

диус зрачка $h_{кр}$, то берут m_1 равным либо $h_{кр} \sqrt{\frac{1}{2}}$ и $h_{кр}$, либо $h_{кр} \sqrt{\frac{1}{4}}$, $h_{кр} \sqrt{\frac{1}{2}}$, $h_{кр} \sqrt{\frac{3}{4}}$ и $h_{кр}$.

Для удобства оценки величины поперечной аберрации не только в гауссовой плоскости, но в некоторой предполагаемой «плоскости наилучшей установки», или в «плоскости наилучшего изображения», смещенной относительно плоскости Гаусса, рекомендуется [16] на графике поперечной аберрации проводить некоторую вспомогательную прямую aa' (рис. 173, *з*), наклон которой относительно оси ординат будет тем больший, чем больше смещение плоскости установки относительно плоскости Гаусса. Поперечные аберрации лучей в смещенной плоскости будут теперь отсчитываться не от вертикальной оси, а от наклонной прямой aa' . Угол наклона прямой aa' , проходящей через начало координат, связан с величиной смещения плоскости установки Δ относительно плоскости Гаусса приближенной зависимостью:

$$\Delta \approx \frac{\delta g'_1}{u'_1},$$

где $\delta g'_1$, u'_1 — координаты любой точки, взятой на прямой aa' . Применением этого приема исключается необходимость специальных построений графиков аберраций для нескольких плоскостей установок для суждения о распределении кружков рассеяния лучей в этих плоскостях; ориентировочная же оценка влияния смещения плоскости установки оказывается вместе с тем необходимой, поскольку положение «плоскости наилучшего изображения» возможно предвычислить лишь весьма приближенно. Например, в случае, если сферическая аберрация для края зрачка скорректирована (т. е. при $m_1 = h_{кр}$, $\delta s' = 0$), как показывает опыт, величина Δ с достаточной точностью может быть определена из формулы

$$\Delta \approx 0,8 \delta s'_{зонн}, \quad (X,33)$$

где $\delta s'_{зонн}$ — продольная сферическая аберрация для луча на зоне зрачка $m_1 = \sqrt{\frac{1}{2}} h_{кр}$.

Как увидим ниже, в случае проекционно-осветительных систем. в качестве плоскости наилучшей установки можно принять плоскость наименьшего кружка рассеяния лучей и, следовательно, $\Delta = \frac{3}{4} \delta s'_{кр}$, где $\delta s'_{кр}$ — продольная сферическая аберрация третьего порядка на краю зрачка $m_1 = h_{кр}$; при этом предполагается, что в системе (как это имеет место в конденсоре, состоящем из простых линз со сферическими преломляющими поверхностями) аберрации высших порядков невелики.

В заключение укажем, что по представлениям лучевой оптики идеальная (безаберрационная) система изображает точку в виде

точки. Однако волновая природа света приводит к явлению дифракции; теория дифракции показывает, что даже идеальная оптическая система изображает точку на оси в виде центрального светлого пятна, окруженного чередующимися концентрическими светлыми и темными дифракционными кольцами; идеальная в представлении физической оптики оптическая система имеет геометрические aberrации, величинам которых соответствуют в о л н о в ы е а б е р р а ц и и (являющиеся мерой искажения сферического фронта волны), не превышающие четверти волны.

По мере возрастания сферической aberrации яркость центрального дифракционного пятна уменьшается и световая энергия переходит в окаймляющие его кольца, увеличивая их яркость;

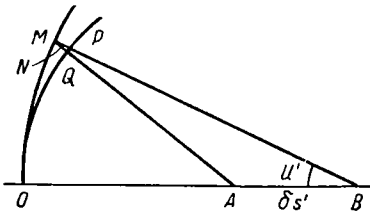


Рис. 174. Определение волновой сферической aberrации

при очень больших aberrациях дифракционное изображение точки размывается и изображение точки приобретает вид кружка рассеяния; пригодность такого изображения зависит от величины этих кружков и от назначения оптической системы; в оптических системах осветительных устройств aberrации настолько велики, что при расчете распределения освещенности можно пользоваться

критериями геометрической оптики. Предварительно, конечно, следует убедиться, что волновая aberrация системы достаточно велика — достигает нескольких волн. Волновой aberrацией называется отступление реальной (деформированной) волновой поверхности от идеальной сферической поверхности, ортогонально которой направлены лучи, образующие гомоцентрический пучок. В геометрической оптике устанавливается следующая зависимость между волновой aberrацией N и продольной сферической aberrацией $\delta s'$:

$$N = \int_0^{u'} \delta s' \operatorname{tg} u' du', \quad (\text{X}, 34)$$

где величина N , равная отрезку MQ (рис. 174), измеряет разность хода лучей от точки M до центра сферы A по сравнению с длиной QA радиуса сферической волны. Точка M расположена на поверхности деформированной волны OM , вышедшей из оптической системы; луч MB , являющийся нормалью к поверхности этой волны, образует угол u' с оптической осью и имеет продольную сферическую aberrацию $\delta s' (=AB)$ относительно гауссова изображения A . Сфера OQP представляет идеальную поверхность волны, соответствующую гомоцентрическому пучку с центром в точке A , и служит для сравнения с ней поверхности волны OM . В вершине O сфера сравнения OP имеет общую касательную с по-

верхностью деформированной волны OM и общий радиус кривизны.

При малых углах u' можно написать

$$N \approx \frac{1}{2} \int_0^{u'^2} ds' d(u'^2). \quad (X,34')$$

Если сферическая aberrация $\delta s'$ представлена в виде многочлена с четными степенями u' :

$$\delta s' = au'^2 + bu'^4 + cu'^6 + \dots, \quad (X,34'')$$

то интегрирование по формуле (X,34') приводит к следующему результату:

$$N \approx \frac{au'^4}{4} + \dots; \quad (X,34''')$$

т. е. при малых u' можно считать N пропорциональным 4-й степени u' .

При наличии в оптической системе сферической aberrации лишь третьего порядка из (X,34'') и (X,34''') будем иметь

$$N \approx \frac{1}{4} \delta s' u'^2,$$

где $\delta s'$ — сферическая aberrация.

Выражая волновую aberrацию в длинах волн, получим

$$\frac{N}{\lambda} \approx \frac{\delta s' u'^2}{4\lambda} \approx 400\delta s' u'^2; \quad (X,35)$$

при этом принято, что $\lambda = 0,0006$ мм; в плоскости наименьшей волновой aberrации будем приближенно иметь

$$\frac{N}{\lambda} \approx 100\delta s' u'^2. \quad (X,35')$$

Если в системе присутствует сферическая aberrация 3-го и 5-го порядков и при этом на краю отверстия зрачка ($u' = u'_{кр}$) aberrация равна нулю, а на зоне отверстия зрачка $u' = \sqrt{\frac{1}{2}} u'_{кр}$ сферическая aberrация достигает величины $\delta s'_{зоны}$, то, как показывает анализ, волновая aberrация в плоскости наименьшей волновой aberrации будет приближенно выражаться следующей формулой:

$$\frac{N}{\lambda} \approx 70\delta s'_{зоны} u'^2. \quad (X,36)$$

В плоскости установки, отстоящей от гауссовой на некотором расстоянии Δ для $\delta s'$ вместо (X,34'') получается разложение

$\delta s' = \Delta + au'^2 + \dots$ и для $\frac{N}{\lambda}$ получается еще член, пропорциональный 2-й степени u' :

$$\frac{N}{\lambda} = \frac{\Delta u'^2}{2\lambda} + \frac{au'^4}{4\lambda} + \dots \quad (X,37)$$

Этот добавочный член $\frac{\Delta u'^2}{2\lambda}$, вызванный дефокусировкой изображения, имеет большое значение: определенным выбором Δ можно добиться наилучших результатов в распределении энергии в кружке рассеяния лучей.

В заключение укажем, что если функция $\delta s'$ задана в виде графика, то задачу интегрирования формулы (X,34') можно свести к графическому вычислению площадей или к определению их планиметром; для этой цели удобно представить график зависимости $\delta s'$ от аргумента u'^2 , отложив по оси ординат значения u'^2 , а по оси абсцисс соответственные значения $\delta s'$.

Кома; условие синусов. Хорошее исправление сферической aberrации является необходимым условием для получения удо-

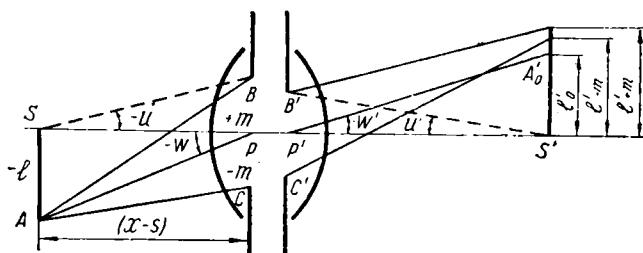


Рис. 175. Структура широкого меридионального пучка лучей, обладающих комой

влетворительных изображений точек, расположенных как на оси, так и вне оси оптической системы; однако исправление этой aberrации недостаточно для обеспечения хорошего изображения даже точек, расположенных вблизи оптической оси, если при этом не скорректирована aberrация комы.

Комой в широком смысле называют асимметрию широкого наклонного пучка лучей, вышедших из точки предмета вне оси, по отношению к главному лучу пучка.

На рис. 175 представлен простейший случай меридиональной комы, т. е. асимметрии пучка лучей, лежащих в меридиональной плоскости.

Из точки A плоскости предметов выходит пучок лучей, симметричный относительно главного луча AP . В пространстве изображений этот пучок лучей оказывается несимметричным по отношению к главному лучу $P'A'_0$.

Боковые лучи пучка AB и AC с координатами на зрачке $+m$ и $-m$ образуют по отношению к среднему (главному) лучу AP

такие же апертурные углы $\pm u = \mp \frac{m}{x-s}$, какие образует с осью луч, идущий из точки на оси. Мерой комы может служить величина K , определяемая формулой

$$K = \frac{l'_{+m} + l'_{-m}}{2} - l'_0, \quad (X,38)$$

где l'_0 —высота, на которой главный луч с координатой в плоскости входного зрачка $m=0$ пересекает плоскость изображения; l'_{+m} и l'_{-m} —такие же высоты для двух других лучей с координатами $+m$ и $-m$.

Нетрудно видеть, что при изменении угла наклона пучка лучей относительно оптической оси на прямо противоположное, т. е. при изменении знака величины l (или w) кома K останется по величине неизменной, но изменит свой знак. Очевидно также, что кома является функцией параметра m' (или u'). Следовательно, если ограничиться aberrацией комы третьего порядка, то можно утверждать, что эта aberrация пропорциональна 1-й степени угла поля ω_1 и квадрату величины u' :

$$K_{III} = Bu'^2\omega_1. \quad (X,38')$$

Легко сопоставить, что вторые члены выражений (X,31'):

$$\begin{aligned} \delta g' &= -\frac{3}{2n'}(u'^2 + U'^2)\omega_1 S_{II}, \\ \delta G' &= -\frac{u'U'\omega_1}{n'} S_{II} \end{aligned} \quad (X,39)$$

определяют aberrацию комы широкого пучка и, в частности, при $U'=0$ приводят к формуле (X,38') меридиональной комы третьего порядка:

$$\delta g' = -\frac{3}{2n'}u'^2\omega_1 S_{II}. \quad (X,39')$$

Возможны различные случаи коррекции комы в сочетании со сферической aberrацией. На рис. 176, *a* схематически представлена структура пучка лучей в пространстве изображений при исправленной коме ($K=0$) и исправленной сферической aberrации: лучи $B'A'_0$ и $C'A'_0$ пересекаются в точке A'_0 , расположенной в плоскости изображения. Рис. 176, *b* соответствует случаю также исправленной комы, так как лучи $B'B''$ и $C'C''$ расположены симметрично относительно главного луча $P'A'_0$, но при этом сферическая aberrация не исправлена: точка пересечения лучей $B'B''$ и $C'C''$ расположена вне плоскости изображения. На рис. 176, *в* представлена кома в «чистом виде», т. е. при исправленной сферической aberrации.

Весьма удобно описывать структуру пучка лучей графически, откладывая по оси абсцисс величины l' (или $\delta l' = l' - l'_0$), а по оси ординат—соответственные значения u' (или m). Подобные

графики, характеризующие aberrации лучей широкого наклонного меридионального пучка, строятся для нескольких углов поля ω (или для нескольких значений l).

На рис. 177, а представлен график aberrаций лучей широкого наклонного пучка, имеющего структуру, изображенную на рис. 176, а; кривая на рисунке указывает aberrации промежуточных лучей широкого пучка; эти промежуточные лучи иногда

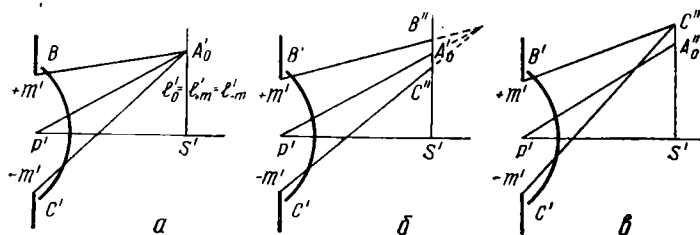


Рис. 176. Различные случаи меридиональной комы

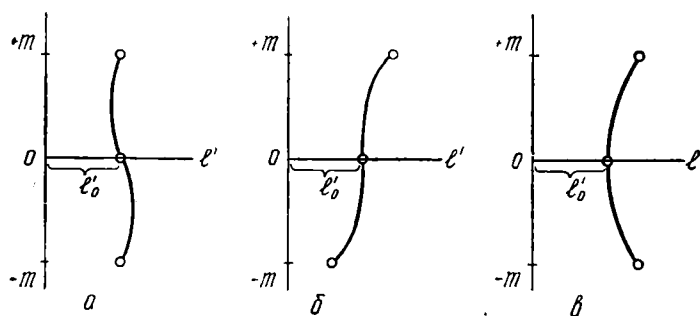


Рис. 177. Графическое представление aberrации меридиональной комы

также рассчитывают. Графики на рис. 177, б и 177, в соответствуют структурам пучков, представленных на рис. 176, б и 176, в. График типа 177, б указывает на присутствие «полевой сферической aberrации», так как кома пучка скорректирована. Кривая 177, в симметрична относительно оси Ol' , что указывает на то, что aberrация $\delta l' = l' - l'_0$ сохраняет свою величину и лишь изменяет знак при изменении знака у величины m (или u'); это случай «чистой комы».

Aberrации лучей широкого наклонного пучка будут изменяться при изменении положения «плоскости установки», т. е. положения той плоскости, в которой эти aberrации определяются. На графиках рис. 177 представлены aberrации лучей в гауссовой плоскости, или в плоскости параксимального изображения.

Подобно тому как это было сделано выше для сферической абберации, можно воспользоваться кривой абберации, построенной для гауссовой плоскости для суждения о распределении кружков рассеяния лучей в других плоскостях, если по оси абсцисс откладывать значения l' (или $\delta l' = l' - l'_0$), определенные относительно плоскости Гаусса, а по оси ординат — углы u' луча с оптической осью (а еще лучше — величины $\text{tg } u'$); легко видеть, что в такой системе координат наклон прямой aa' (рис. 178) относительно оси ординат связан с величиной смещения плоскости установки Δ относительно плоскости Гаусса следующей приближенной зависимостью [16]:

$$\Delta \approx \frac{l'_1 - l'_2}{u'_1 - u'_2}, \quad (X, 40)$$

где l'_1 , u'_1 и l'_2 , u'_2 — суть координаты любой пары точек, взятых на прямой aa' . Абберации в смещенной плоскости могут быть непосредственно определены, если отсчитывать величины абсцисс l' не от вертикальной оси, а от наклонной прямой aa' . Такая ориентировочная оценка влияния смещения плоскости установки крайне необходима для практики расчета оптических систем, поскольку положение «плоскости наилучшего изображения» можно предвычислить лишь весьма приближенно.

До сих пор мы обсуждали структуру пучка лучей при наличии комы в меридиональном сечении пучка. Рассмотрение всей фигуры рассеяния и распределения энергии в изображении точки при наличии комы показывает, что пятно рассеяния имеет несимметричный вид яркого кружка малых размеров с постепенно расширяющимся хвостом (напоминающим хвост кометы), направленным или в сторону оптической оси, или в противоположную сторону — в зависимости от знака комы; например, на рис. 175 яркий кружок будет расположен в точке A'_0 , а «хвост» направлен в сторону от оси; плотность энергии в пятне изображения быстро убывает — приблизительно обратно пропорционально расстоянию от «ядра» изображения.

Теория аббераций третьего порядка ограничивается областью малых апертур оптических систем и небольших углов поля зрения. Если апертура пучков велика, то влияние аббераций высших порядков возрастает и абберации изображения точки, расположенной даже в непосредственной близости от оптической оси, оказывается возможным определить путем непосредственного расчета хода нескольких лучей через систему. Однако изложенный в главе IV закон синусов является удобным способом определения качества изображений точек, лежащих весьма близко к оси. При этом никаких непосредственных дополнительных рас-

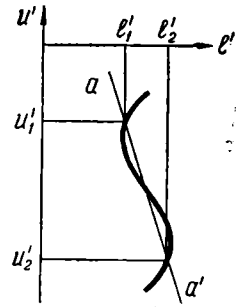


Рис. 178. Абберация лучей широкого наклонного пучка в произвольной плоскости установки

четов хода лучей из этих точек не требуется: из расчета хода лучей, определяющих величину сферической аберрации, получаются попутно все необходимые данные для оценки выполнения условия синусов, являющегося необходимым и достаточным условием существования совершенного изображения элементарного отрезка dl , перпендикулярного оптической оси, а следовательно, и всего элемента площади сколь угодно широкими пучками лучей, если точка этого элемента на оси имеет совершенное изображение, т. е. изображается без сферической аберрации.

Напомним формулировку закона синусов:

$$n' dl' \sin u' = n dl \sin u, \quad (X,41)$$

или

$$n' \beta'_0 \sin u' = n \sin u,$$

где $\beta_0 = \frac{dl'}{dl}$ — поперечное параксиальное увеличение системы.

Пара сопряженных точек на оси оптической системы, для которых вполне исправлена сферическая аберрация, и, кроме того, выполнено условие синусов, называется парой апланатических точек. В дальнейшем рассмотрим некоторые способы получения апланатического изображения; в частности, высокоапертурные конденсоры (с большим углом охвата) содержат так называемые апланатические линзы.

Реальные оптические системы с большими входными зрачками не дают таких совершенных изображений: даже для точки на оси удается исправить сферическую аберрацию только для двух, редко для трех лучей; остальные лучи широкого пучка имеют неустранимую сферическую аберрацию. В этом случае, если даже условие синусов выполнено, качество изображений точек элемента плоскости, перпендикулярного оптической оси, будет одинаковым с качеством изображения точки на оси. В этом случае, изображение элемента плоскости называют *изопланатическим*, т. е. имеющим одинаковые погрешности или недостатки. В геометрической оптике уже в 1919 году, одновременно и независимо, Штебле и Лигоцким было сформулировано необходимое и достаточное условие существования изопланатического изображения элемента плоскости, перпендикулярной оптической оси системы, в точках на оси и вблизи нее.

Формула Штебле—Лигоцкого имеет следующий вид:

$$\delta_{s \ln} = \frac{n \sin u}{\beta_0 n' \sin u'} - 1 = \frac{\delta s'}{s'_0 - x'_0}, \quad (X,42)$$

где $\delta s'$ — продольная сферическая аберрация. Очевидно, эта формула является обобщением закона синусов Аббе и превращается в формулу (X,41) при $\delta s' = 0$.

Выражение δ_{\sin} может быть представлено также в следующей форме:

$$\delta_{\sin} = \frac{n \sin u}{\beta_0 n' \sin u'} - 1 = \frac{\beta_u - \beta_0}{\beta_0} = \frac{\delta\beta}{\beta_0}, \quad (X,42')$$

где $\beta_u = \frac{n \sin u}{n' \sin u'}$ и $\beta_0 = \frac{\alpha n}{\alpha' n'}$.

Формулам (X,42) и (X,42') может быть придана обобщенная запись:

$$\eta = \frac{\delta\beta}{\beta_0} + \frac{\delta s'}{x'_0 - s'_0}, \quad (X,42'')$$

где η характеризует отступление от условия изопланатизма, так как при $\eta=0$ приходим к условию Штебле—Лигоцкого.

Из теории аббераций третьего порядка вытекает приближенная зависимость между абберацией комы $\delta g'$ (формула X,39') и величиной η :

$$\delta g' = 3l'\eta, \quad (X,43)$$

где l' —расстояние изображения точки от оси системы.

Ограничиваясь областью абберации третьего порядка, из (X,42''), (X,43) и (X,31') находим

$$\frac{\delta\beta}{\beta_0} = -\frac{u'^2}{2n'} \left(\frac{\omega_1}{l'} S_{II} - \frac{1}{x'_0 - s'_0} S_I \right).$$

Обратив внимание, что $l' = (x'_0 - s'_0) \omega'$ и $\frac{\omega_1}{\omega'} = \frac{\beta_1}{\beta'}$, при условии нормировки (X,10'') получим:

$$\frac{\delta\beta}{\beta_0} = -\frac{u'^2}{2I} (\gamma_{\text{зр}} S_I - S_{II}), \quad (X,43')$$

где $I = n' l' \alpha' = -n' (x' - s') \beta'$ и $\gamma_{\text{зр}} = \frac{\beta'}{\beta_1}$ —угловое увеличение в зрачках системы.

В случае бесконечно удаленной плоскости предметов условие синусов, как известно, принимает следующий вид:

$$\frac{h_1}{\sin u'} = f' = \text{const} = f'_0. \quad (X,44)$$

Относительное отступление от условия синусов выразится в этом случае формулой

$$\delta_{\sin} = \frac{1}{f'_0} \left(\frac{h_1}{\sin u'} - f'_0 \right) = \frac{\delta f'}{f'_0}, \quad (X,44')$$

где $\delta f' = f' - f'_0$.

Условие изопланатизма Штебле—Лигоцкого (X,42) запишется в следующем виде:

$$\delta_{\sin} = \frac{\delta f'}{f'_0} = \frac{\delta s'}{s'_0 - x'_0}, \quad (X,45)$$

или

$$\eta_{\infty} = \frac{\delta f'}{f'_0} + \frac{\delta s'}{x'_0 - s'_0}, \quad (X,45')$$

где η_{∞} характеризует отступление от условия изопланатизма в случае бесконечно удаленного предмета, так как при $\eta_{\infty}=0$ формула (X,45') переходит в (X,45).

Во многих случаях выходной зрачок оптической системы совпадает с ее задней главной плоскостью (или расположен близко к последней); тогда $x'_0 - s'_0 = -f'_0$ и формула (X,45') принимает более простой вид:

$$\eta_{\infty} = \frac{\delta f' - \delta s'}{f'_0}, \quad (X,45'')$$

отсюда для поперечной комы получим

$$\delta g' = 3l'\eta_{\infty} = -3 \operatorname{tg} \omega_1 \delta f' - \delta s', \quad (X,46)$$

где ω —угол с оптической осью главного луча, пересекающего заднюю фокальную плоскость системы на высоте l' .

Астигматизм и кривизна изображения. Изображение точки, расположенной вне оси узким пучком лучей, оказывается в виде двух линий, расположенных перпендикулярно друг другу и на

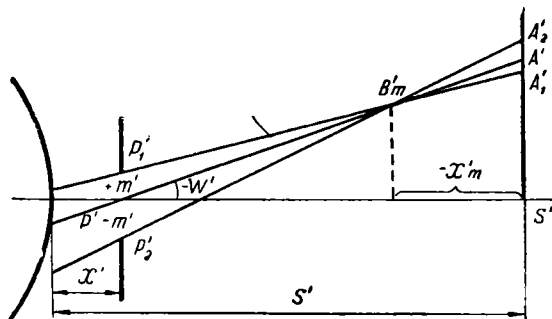


Рис. 179. Определение положения меридионального фокуса элементарного астигматического пучка

разном расстоянии от оптической системы. Это явление, носящее название астигматизма, возникает вследствие того, что лучи элементарного пучка, расположенные в меридиональном и сагиттальном сечениях, имеют различные точки сходимости—меридиональный и сагиттальный фокусы бесконечно тонкого наклонного пучка. Определим положения этих астигматических фокусов. На рис. 179 представлено меридиональное сечение пучка лучей, выходящих из зрачка системы $P'_1P'_2$; $P'A'$ —главный луч пучка; $P'_1A'_1$ и $P'_2A'_2$ —крайние лучи пучка, координаты которых в плоскости выходного зрачка $+m'$ и $-m'$.

Определим линию рассеяния $A_1'A_2'$ пучка в гауссовой плоскости. Обозначив расстояние гауссова изображения A' от оси буквой l' , получим

$$S'A_1' = l' + \delta g_1' \quad \text{и} \quad S'A_2' = l' + \delta g_2';$$

линия рассеяния $A_1'A_2'$ определится формулой

$$A_1'A_2' = \delta g_2' - \delta g_1'.$$

Обозначим через x'_m расстояние точки B'_m от гауссовой плоскости; из подобия треугольников находим:

$$\frac{\delta g_2' - \delta g_1'}{-x'_m} = \frac{2m'}{-p' + x'_m},$$

где $p' = x' - s'$ — расстояние от плоскости изображения до плоскости выходного зрачка.

Пренебрегая x'_m в знаменателе правой части, получаем

$$x'_m = \frac{p'}{2m'} (\delta g_2' - \delta g_1').$$

Вычисляем разность $\delta g_2' - \delta g_1'$, дважды применяя первую из формул (X,31'):

$$x'_m = \frac{p'}{2n'm'} [u'^3 S_I + u' \omega_1^2 (3S_{III} + I^2 S_{IV})],$$

где

$$u' = -\frac{m'}{p'}.$$

Повторив аналогичный вывод для сагиттального сечения того же пучка лучей, определим расстояние x'_s от гауссовой плоскости точки пересечения крайних лучей пучка с координатами в плоскости выходного зрачка $\pm M'$:

$$x'_s = \frac{p'}{2n'M'} [U'^3 S_I + U' \omega_1^2 (S_{III} + I^2 S_{IV})].$$

Координаты фокусов элементарного астигматического пучка могут быть найдены из последних двух формул как предел, к которому стремятся величины x'_m и x'_s при m' и M' , стремящихся к нулю:

$$\left. \begin{aligned} x'_m &= -\frac{\omega_1^2}{2n'} (3S_{III} + I^2 S_{IV}), \\ x'_s &= -\frac{\omega_1^2}{2n'} (S_{III} + I^2 S_{IV}). \end{aligned} \right\} \quad (\text{X},47)$$

Проекция астигматической разности на ось, характеризующая астигматизм системы, пропорциональна коэффициенту S_{III} :

$$x'_s - x'_m = \frac{\omega_1^2}{n'} S_{III}. \quad (\text{X},47')$$

Формулы (X,47) определяют кривые—геометрические места меридиональных и сагиттальных фокусов с различными углами

наклона ω_1 к оси; обе кривые имеют форму парабол с различными параметрами, касающиеся одна другой в точке на оси системы. Радиусы кривизны R'_m и R'_s в вершинах парабол определяются из соотношений

$$x'_m = \frac{l'^2}{2R'_m} \quad \text{и} \quad x'_s = \frac{l'^2}{2R'_s}, \quad (X,47'')$$

где $l' = l\beta_0 = (x-s)\omega_1\beta_0$; β_0 — поперечное увеличение системы.

Итак, aberrация астигматизма третьего порядка оптической системы определяется коэффициентами aberrаций S_{III} и S_{IV} и, как следует из (X,31'), величина этой aberrации пропорциональна 1-й степени апертуры и квадрату угла поля зрения.

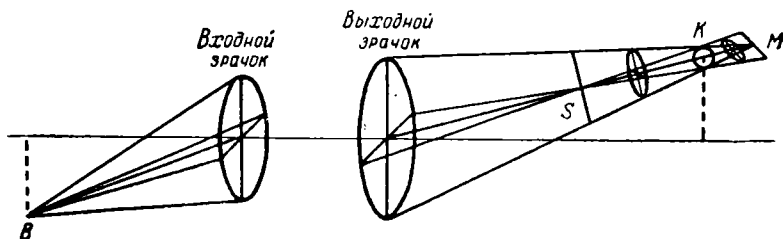


Рис. 180. Структура элементарного астигматического пучка лучей

Каков вид фигуры рассеяния лучей в изображении точки астигматическим пучком? Этот вопрос весьма подробно анализируется в любом курсе геометрической оптики. На рис. 180 приводим схему сечения астигматического пучка меридиональной и сагиттальной плоскостями. Пучок формирует изображение точки B в виде двух астигматических фокальных линий: линии меридиональных фокусов M и линии сагиттальных фокусов S . Сечение пучка плоскостью, перпендикулярной главному лучу и расположенной между точками M и S , образует фигуры рассеяния лучей, имеющих вид эллипсов с различной ориентацией их осей: между точками S и K большая ось эллипса фигуры рассеяния ориентирована вертикально; в точке K фигура рассеяния имеет вид круга; между точками K и M большая ось эллипса ориентирована горизонтально.

Расстояние SM между меридиональным и сагиттальным изображениями точки B , отсчитанное по главному лучу, называется астигматической разностью; проекцию отрезка SM на оптическую ось называют проекцией астигматической разности. Очевидно, если астигматическая разность равна нулю, то астигматический пучок вырождается в гомоцентрический.

При изображении протяженного объекта необходимо последний рассматривать как совокупность светящихся точек, каждая из которых изображается астигматическими пучками. Например, если объектом является отрезок AB прямой линии, расположен-

ной в меридиональной плоскости (рис. 181), то для каждой из точек $a, b, c, d...$ этой линии находим сагиттальные ($a'_s, b'_s, c'_s...$) и меридиональные ($a'_m, b'_m, c'_m...$) изображения соответствующих точек предмета и отмечаем на каждом главном луче положение этих изображений. Соединяя все эти точки, получим геометрическое место SA' и MA' сагиттальных и меридиональных изо-

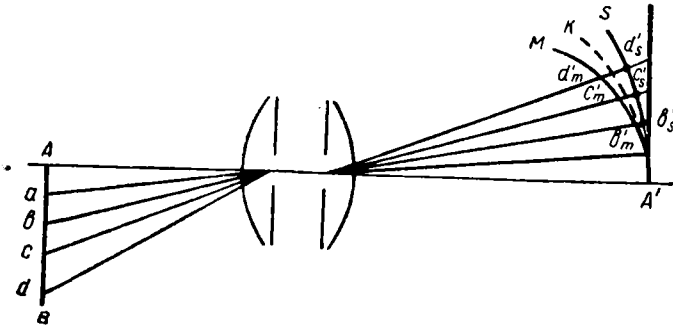


Рис. 181. Поверхности изображений, образуемые элементарными астигматическими пучками

бражений элементов прямой AB ; при этом каждая точка отрезка AB изобразится меридиональными пучками в виде сагиттально расположенных отрезков, длина которых возрастает при удалении от центра (рис. 182, a); это и будет меридиональным изобра-



Рис. 182. Изображение отрезка прямой элементарными астигматическими пучками лучей

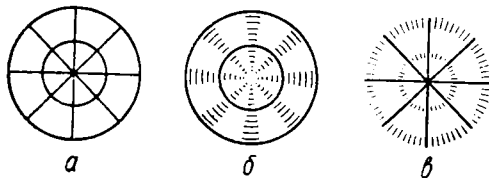


Рис. 183. Изображение плоской фигуры астигматическими пучками лучей

жением MA' объекта AB . Каждая точка отрезка AB изобразится, сагиттальными пучками в виде элементарных отрезков, расположенных в меридиональной плоскости, и, накладываясь друг на друга, дадут резкое изображение (рис. 182, $б$) SA' прямой AB .

Противоположную картину получим, если объектом будет прямая, проходящая через точку B , лежащую вне оси, и расположенная сагиттально. Очевидно, наиболее резкое изображение

этой прямой будет образовано меридиональными пучками лучей, расположенными на кривой MA' меридиональных фокусов.

Сложнее будет картина, если объектом является двухмерная фигура, например система кругов с центром на оптической оси и их радиусов (рис. 183, а). Объектив, обладающий астигматизмом, не может дать одновременно резкого изображения обеих систем линий. Изображения, образованные элементарными меридиональными пучками, будут иметь вид, представленный на рис. 183, б, т. е. окружности изобразятся резко, так как элементарные астигматические фокальные линии, налагаясь одна на другую, не исказят рисунка; изображения радиусов будут размыты: вместо точек получатся элементарные линии, длина которых возрастает при удалении от центра изображения. Изображения, образованные элементарными сагиттальными пучками лучей, будут иметь вид, представленный на рис. 183, в.

Равномерное распределение резкости изображений колец и радиусов получится на поверхности изображений, которая имеет форму поверхности вращения кривой K (см. рис. 181), проходящей посередине между меридиональной и сагиттальной кривыми. На поверхности изображения такой формы каждая точка объекта изобразится в виде кружка. Радиус кривизны поверхности R' вблизи центра поля, как следует из (X,47), определится из формулы

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R'_m} + \frac{1}{R'_s} \right). \quad (X,48)$$

Таким образом, астигматизм оптических систем обнаруживается при изображениях больших плоскостей в том, что линии различного направления изображаются с различной резкостью; только вблизи оптической оси изображение оказывается одинаково резким для линий всех направлений. Астигматизм оптической системы обычно характеризуют графически—на основании результатов расчета положений астигматических фокусов x'_s и x'_m элементарных пучков, распространяющихся вдоль главных лучей различных наклонов ω относительно оптической оси.

Откладывая по оси ординат углы наклона ω главных лучей, выходящих из различных точек объекта l , а по оси ординат—расстояния x'_s и x'_m астигматических фокусов от плоскости Гаусса, получим различные возможные случаи астигматических кривых. Рис. 184, а соответствует случаю, когда система имеет астигматизм и кривизну поверхности изображения, понимая под последней среднюю поверхность K (рис. 181) между обеими астигматическими поверхностями M и S ; вследствие наличия этой аберрации даже при отсутствии астигматизма ($x'_s - x'_m = 0$) изображение по полю окажется не резким на плоском экране. Рис. 184, б соответствует случаю, когда кривизна поверхности изображения исправлена ($x'_s = -x'_m$), но астигматизм весьма значителен. Имеются сложные оптические системы, так называемые

а настигматы, обладающие исправленным астигматизмом ($x'_s - x'_m = 0$) для некоторого угла поля ω и значительно уменьшенным астигматизмом и кривизной поверхности в пределах всего поля; изображение по всему полю имеет хорошую резкость. На рис. 184, в представлены астигматические кривые широко распространенного объектива—анастигмата «Индустар», астигматизм которого полностью исправлен для угла ω около 25° и невелик в пределах поля зрения $2\omega \approx 55-56^\circ$.

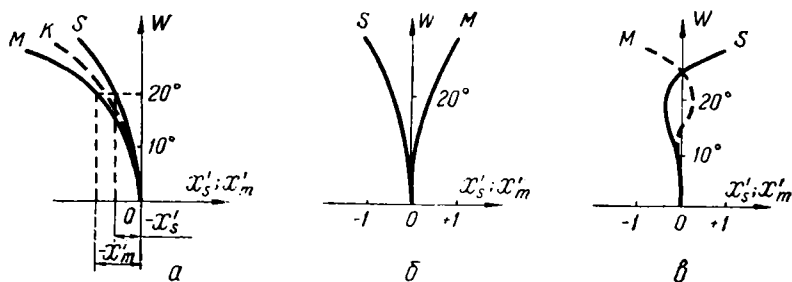


Рис. 184. Графическое представление астигматизма элементарных пучков

Если оптическая система не имеет aberrаций высших порядков (идеализированный случай) и астигматизм третьего порядка скорректирован ($S_{III} = 0$), то, как следует из (X,47) и (X,47''), обе астигматические поверхности изображения сливаются и радиус кривизны R' поверхности при малых углах поля ω определится из выражения

$$\frac{1}{R'} = -\frac{n'}{f'} S_{IV}, \quad (X,49)$$

где f' —фокусное расстояние системы. Итак, коэффициент S_{IV} определяет кривизну поверхности изображений, если система исправлена в отношении астигматизма ($S_{III} = 0$).

Дисторсия. Последняя из монохроматических aberrаций третьего порядка—дисторсия—определяется выражением (X,31'):

$$\delta g' = -\frac{\omega^3}{2n'} S_V. \quad (X,50)$$

Эта aberrация не зависит от координат пересечения луча с выходным зрачком m' и M' ; это значит, что при отсутствии других aberrаций все лучи пучка, выходящие из некоторой точки объекта, собираются в одну точку в плоскости Гаусса, отстоящую от оси на расстоянии l' , не совпадающем с расстоянием $l'_0 = \beta_0 l$, соответствующим случаю изображения объекта l идеальной системой, обладающей линейным увеличением β_0 . Эта разность величин $l' - l'_0 = \delta g'$ является линейной мерой д и с т о р с и и: если

$\delta g' = 0$, то $l' = l'_0$ при всех значениях $l' = \beta l$, т. е. увеличение β для всех отрезков l остается неизменным:

$$\beta = \frac{l'}{l} = \frac{(x' - s') \operatorname{tg} \omega'}{(x' - s') \operatorname{tg} \omega} = \operatorname{const} = \beta_0.$$

Изображения, удовлетворяющие этому условию, называют ортоскопическими; свойство оптической системы давать ортоскопические изображения называется ортоскопией. Таким образом, абберрация дисторсии является мерой искажения изображений вследствие недостаточной ортоскопии; если $\delta g' \neq 0$, имеем

$$l' = l'_0 + \delta g',$$

или, разделив обе части выражения на l , получим

$$\beta = \beta_0 + \frac{\delta g'}{l}, \quad (\text{X},51)$$

где β —истинное значение увеличения, а β_0 —значение увеличения, определяемое законами гауссовой оптики. Если ограничиться областью абберраций третьего порядка, из (X,50) и (X,51) следует

$$\delta \beta = -\frac{\omega_1^3}{2n'l} S_V, \quad (\text{X},51')$$

т. е. изменение увеличения приблизительно пропорционально второй степени угла ω_1 поля зрения, так как $l = (x-s) \operatorname{tg} \omega_1 \approx (x-s) \omega_1$.

Оптическая система дает неискаженное ортоскопическое изображение, если $\frac{\delta \beta}{\beta_0} = 0$; необходимым и достаточным условием для этого, если оставаться в пределах абберраций третьего порядка, является условие

$$S_V = 0. \quad (\text{X},51'')$$

В случае бесконечно удаленной плоскости предметов выражение (X,51') теряет смысл. Величину линейной дисторсии $\delta g' = l' - l'_0$ находим из (X,29):

$$\delta g' = -\frac{f'_0}{2n'} \operatorname{tg}^3 \omega_1 S_{V_\infty}, \quad (\text{X},52)$$

или, так как $l'_0 = -\frac{n}{n'} f'_0 \operatorname{tg} \omega_1$, получим

$$\frac{\delta g'}{l'_0} = \frac{\operatorname{tg}^2 \omega_1}{2n} S_{V_\infty}. \quad (\text{X},52')$$

Очевидно, если $S_{V_\infty} = 0$, то $\delta g' = 0$ и, следовательно, $l' = l'_0$; это значит, что для всех углов поля ω при выполнении условия ортоскопии для бесконечно удаленной плоскости предметов должно соблюдаться постоянство отношений

$$\frac{l'}{\operatorname{tg} \omega} = \operatorname{const}; \quad (\text{X},53)$$

причем если это отношение остается равным параксиальному фокусному расстоянию f_0 , —имеем исправленную оптическую дисторсию; это же отношение может с достаточной степенью точности оставаться неизменным для всех углов ω , но не быть равным f_0 ; это — случай возможного исправления так называемой фотографической дисторсии, когда, например, применяют фотографию в геодезии, аэросъемке и т. д. и фотографическими снимками пользуются для целей измерения и определения координат точек изображений.

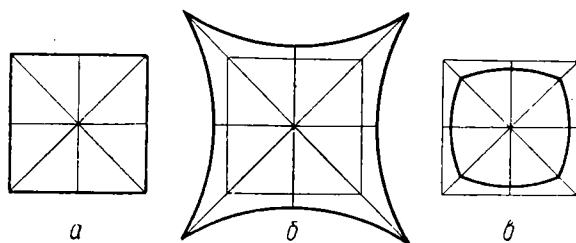


Рис. 185. Искажение изображений дисторсией

Присутствие aberrации дисторсии приводит к нарушению подобия между предметом и его изображением. Как следует из (X,51'), в зависимости от знака коэффициента S_V величина $\delta\beta$ может быть положительной или отрицательной; первый случай ($\delta\beta > 0$) приводит к так называемой «подушкообразной» дисторсии, в результате которой вместо квадрата (рис. 185, а) изображается фигура (рис. 185, б), второй случай ($\delta\beta < 0$) приводит к «бочкообразной» дисторсии (рис. 185, в).

В числе перечисленных выше графиков aberrаций, характеризующих качества оптической системы, приводятся также и кривые дисторсии. При их построении по оси абсцисс обычно откладывают линейную дисторсию ($l' - l'_0$) или относительную дисторсию $\left(\frac{l' - l'_0}{l'_0}\right)$, которую обычно выражают в процентах; по оси ординат наносят величины углов поля зрения ω .

Рассмотренными пятью aberrациями заканчивается перечень монохроматических aberrаций третьего порядка. Заметим, что в реальных системах отдельные виды монохроматических aberrаций третьего порядка почти никогда не встречаются: обычно наблюдаются комбинации всех aberrаций вместе (исключением является сферическая aberrация, наблюдаемая на оси системы); кроме того, на них налагаются aberrации высшего порядка, соответствующие членам более высоких степеней разложения, чем 3-я степень, — aberrации 5-го, 7-го, 9-го и др. порядков. Как видели, число независимых aberrаций 3-го порядка равно

пяти; теория aberrаций показывает, что число независимых aberrаций 5-го порядка равно 9; 7-го порядка—14; 9-го порядка—20, и вообще число независимых aberrаций t -го порядка равно $\frac{(t+1)(t+7)}{8}$.

Наличие aberrаций высших порядков сильно усложняет картину распределения лучей в плоскости изображения; это распределение быстро меняется с изменением положения точки объекта l_1 и отверстия системы m_1 и M_1 . Все существовавшие до сих пор аналитические методы расчета оптических систем основывались главным образом на теории aberrаций 3-го порядка, так как выражения коэффициентов aberrаций даже 5-го порядка столь сложны, что задача их расчета и коррекции до сих пор оставалась задачей весьма сложной и трудоемкой. Влияние aberrаций высших порядков при расчете оптических систем учитывается на основании результатов точного тригонометрического расчета хода лучей через оптическую систему с последующим «отделением» известных величин aberrаций 3-го порядка. Следует думать, что возможности в этом направлении существенно расширятся в ближайшие годы в связи с появлением электронных быстродействующих цифровых счетных машин.

Переходим к рассмотрению элементарных хроматических aberrаций. При прохождении через систему белого светового пучка, состоящего из лучей различных длин волн, явление осложняется дисперсией лучей, т. е. зависимостью показателя преломления среды от длины проходящей световой волны. Это явление обнаруживается уже в области гауссовой оптики: даже в идеальной (безабберационной) в монохроматическом свете) системе могут присутствовать две элементарные хроматические aberrации, поскольку положение изображения в монохроматическом свете определяется двумя координатами—расстоянием плоскости изображения s' от оптической системы и расстоянием l' точки изображения от оптической оси. Соответственно различают хроматическую aberrацию положения $\delta s'_{xp}$ как разность расстояний от последней поверхности оптической системы параксиальных изображений двух точек, образуемых лучами различных цветов, и хроматическую aberrацию увеличения $\delta L'_{xp}$ как разность ординат точек пересечения данной плоскости изображения главными лучами различных длин волн. Система, у которой исправлены хроматические aberrации для двух цветов, называется ахроматизованной.

Для количественной оценки хроматических aberrаций обычно берут две определенные длины волны λ_1 и λ_2 , лежащие по обе стороны относительно средней длины волны λ_0 , для которой рассчитаны монохроматические aberrации; например, при средней длине волны $\lambda_0 = 589,3$ мкм, соответствующей желтой линии D натрия, берут $\lambda_1 = 656,3$ мкм (линия C водоросда) и $\lambda_2 = 486,1$ мкм (линия F водорода). Хроматическая aberrация определяется раз-

ностью координат, вышедших из системы лучей, соответствующих длинам волн λ_1 и λ_2 :

$$\delta s'_{xp} = s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2}; \quad \delta L'_{xp} = L'_{\lambda_1} - L'_{\lambda_2}.$$

Выбор этих лучей определяется назначением оптической системы (фотографирование в определенной области спектра, визуальные наблюдения, проекция и т. д.).

Хроматическая aberrация положения. Эта aberrация определяется расстоянием $\delta s'_{xp} = s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2}$ между двумя плоскостями изображения (рис. 186) одной и той же плоскости предметов, соот-

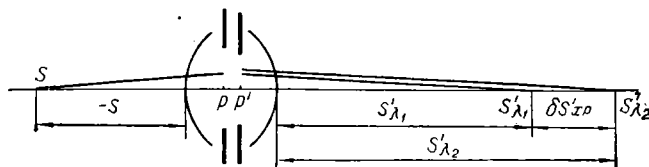


Рис. 186. Хроматическая aberrация положений изображений

ветствующим двум длинам волн λ_1 и λ_2 . Как показывает теория aberrаций, продольная хроматическая aberrация $\delta s'_{xp}$, выраженная в переменных Ланге, имеет следующий вид:

$$\delta s'_{xp} = \frac{1}{n' \alpha_p'^2} \sum_{h=1}^{h=p} h_k \frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k}, \quad (X, 54)$$

где $\delta n = n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$ — разность показателей преломления, соответствующих двум длинам волн, выбранных для определения хроматической aberrации; величины α и n соответствуют некоторой средней длине волны λ_0 ; лучше всего, если λ_0 равна средней арифметической величине λ_1 и λ_2 . В формуле (X, 54) выбор системы единиц для α безразличен; необходимо лишь соблюдать нормировку $h_1 = s_1 \alpha_1$, где s_1 — расстояние плоскости предметов от первой преломляющей поверхности системы.

В случае бесконечно удаленной плоскости предметов формула (X, 54) принимает следующий вид:

$$\delta s'_{xp} = \frac{f'}{n'} S_{I, xp}; \quad (X, 55)$$

величины h и α нормируются здесь условием (X, 12), т. е. $\alpha_1 = 0$, $h_1 = 1$, $\alpha_p' = 1$; $S_{I, xp}$ — первый коэффициент хроматической aberrации, выражение которого дано в виде суммы в формуле (X, 54).

Некоторые следствия формулы (X, 54), в частности применительно к системе, состоящей из простых линз или тонких компонентов, будут рассмотрены несколько ниже.

Хроматическая aberrация увеличения. Эта aberrация определяется величиной отрезка $\delta L'_{xp} = L'_{\lambda_1} - L'_{\lambda_2}$ — разностью ординат

(рис. 187) точек пересечения двух лучей различных цветов (например, с длинами волн λ_1 и λ_2 , идущих из одной и той же точки объекта с плоскостью изображения некоторого основного цвета (которому соответствует длина волны λ_0 , расположенная в середине спектральной области $\lambda_1-\lambda_2$), для которого ордината

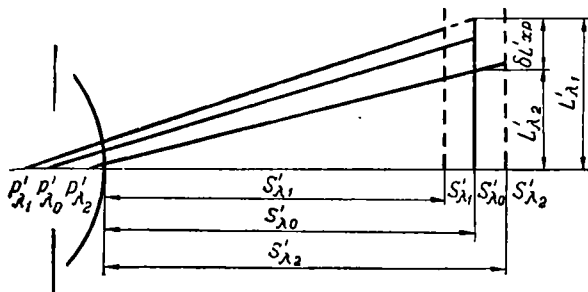


Рис. 187. Хроматическая абберация увеличений изображений

точки пересечения луча равна l'_{λ_0} . В общем случае произвольного положения плоскости предметов формула, определяющая величину $\delta L'_{xp}$, имеет следующий вид:

$$\delta L'_{xp} = \frac{l'_{\lambda_0}}{I} \sum_{k=1}^{k=p} y_k \frac{\Delta \alpha_k}{\Delta} \frac{1}{n_k} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k}, \quad (X,56)$$

где I —обозначение инварианта Лагранжа—Гельмгольца; $I = n_1 \alpha_1 (x_1 - s_1) \beta_1$.

В случае бесконечно удаленной плоскости предметов формула (X,56) напишется в следующем виде:

$$\delta L'_{xp} = f' \operatorname{tg} \omega_1 S_{II, xp}, \quad (X,57)$$

где ω_1 —угол поля зрения; $S_{II, xp}$ —второй коэффициент хроматической абберации, выражение которого дается в виде суммы в формуле (X,56).

Чаще приводится относительная величина хроматической абберации увеличения $\frac{\delta L'_{xp}}{l'}$; она выражается обычно в процентах.

Вторичный спектр. При наличии не менее двух стекол—крона и флинта—в оптической системе всегда можно подбором фокусных расстояний отдельных линз системы совместить в одну точку в плоскости изображений два луча с длинами волн λ_1 и λ_2 ; но при этом лучи других длин волн не пересекут ось в той же точке. Остаток хроматической абберации, имеющей место при этом, называют вторичным спектром, или остаточной хроматической абберацией положения.

Для характеристики относительных положений изображений, образованных лучами различных длин волн, строят график вторичного спектра—кривую зависимости величины s'_λ — как функции от длины волны λ . На рис. 188 представлена подобная кривая: система хроматически исправлена для длин волн λ_1 и λ_2 :

$$s'_\lambda - s'_{\lambda_2} = 0.$$

Условимся называть мерой вторичного спектра системы величину

$$\Delta_{\lambda_0\lambda_1} = s'_{\lambda_0} - s'_{\lambda_1}, \quad (X,58)$$

где λ_0 —некоторая средняя в области спектра $\lambda_1 - \lambda_2$ длина волны, для которой обычно исправляются монохроматические aberrации системы и расположенная в точке перегиба (или вблизи нее) кривой, графически изображающей величину вторичного спектра. Таким образом, величина $\Delta_{\lambda_0\lambda_1}$ численно равна «стрелке прогиба» кривой (рис. 188) вторичного спектра. Величина вторичного спектра зависит от того, для каких двух лучей устранена хроматическая aberrация положения; при этом предполагается, что конструкция оптической системы обычная, т. е. не предприняты специальные меры по улучшению величины вторичного спектра (что иногда осуществляется применением специальных оптических стекол—курц-флинтов, кристаллов или специальных оптических схем системы). Выбор двух лучей, подлежащих ахроматизации, определяется назначением объектива. Существует несколько способов ахроматизации. В оптических приборах визуального назначения (микроскопы, бинокли, проекционные объективы, геодезические трубы и т. д.) соединяют лучи C и F и кривая s' достигает минимума для $\lambda_0 = 560$ мкм; величина вторичного спектра $\Delta_{F\lambda_0}$ при этом равна

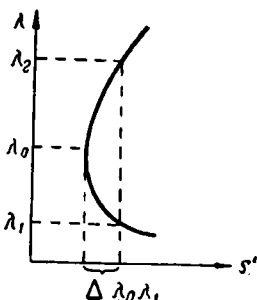


Рис. 188. График вторичного спектра

$$\Delta_{F\lambda_0} = s'_F - s'_{\lambda_0} = \frac{1}{2000} \frac{s'^2}{f'}. \quad (X,58')$$

Заметим, что, если плоскость предметов бесконечно удалена, то $s' \approx f'$ и, следовательно, $\Delta_{F\lambda_0} = \frac{f'}{2000}$, где f' —фокусное расстояние системы.

В оптических приборах, служащих для фотографирования с визуальной установкой на фокус (сюда входят фотообъективы и некоторые астрономические объективы), вторичный спектр имеет минимум s' для цвета F , а соединены лучи D и G' ($\lambda = 589,3$ мкм

и $\lambda = 434,1$ мкм); это — случай фотовизуальной коррекции; величина вторичного спектра $\Delta_{G'F}$ равна

$$\Delta_{G'F} = s'_{G'} - s'_F = \frac{1}{1300} \frac{s'^2}{f'}. \quad (X, 58'')$$

Для всей видимой области спектра от h ($\lambda = 404$ мкм) до A' ($\lambda = 768$ мкм) вторичный спектр имеет величину

$$\Delta_{hD} = s'_h - s'_D = \frac{1}{400} \frac{s'^2}{f'}; \quad (X, 58''')$$

минимум кривой вторичного спектра при этом расположен вблизи цвета D .

Существуют системы с уменьшенной величиной вторичного спектра (специальные объективы микроскопа, некоторые типы астрономических объективов, высококачественные коллиматорные объективы); они носят название а п о х р о м а т о в — с и с т е м, у которых вторичный спектр исправлен, и п о л у а п о х р о м а т о в — с и с т е м, у которых вторичный спектр существенно уменьшен.

Хроматическая разность aberrаций оптических систем. Рассмотренные выше хроматические aberrации имеют значение и должны быть исправлены уже в параксиальной области. Однако по мере возрастания апертуры системы и угла поля зрения начинают сказываться хроматические разности всех рассмотренных выше aberrаций: хроматические разности сферической aberrации, комы, астigmatизма, дисторсии, хроматическая разность увеличений высших порядков и т. д.

Существование хроматической разности aberrаций заставляет ограничиваться исправлением только тех хроматических aberrаций, которые особенно вредны при пользовании системой для определенных целей, исправляя их лишь в пределах той области спектра, в которой оптическая система будет преимущественно работать. У светосильных объективов, высокоапертурных объективов микроскопа большое внимание уделяется коррекции так называемой с ф е р о х р о м а т и ч е с к о й а б е р р а ц и и, или хроматической разности сферических aberrаций, точное значение которой определяется как разность сферических aberrаций лучей двух длин волн (λ_1 и λ_2):

$$\begin{aligned} \delta_{\lambda_1 - \lambda_2} &= \delta s'_{\lambda_1} - \delta s'_{\lambda_2} = [(s'_{\lambda_1})_{h_k} - (s'_{\lambda_1})_0] - [(s'_{\lambda_2})_{h_k} - (s'_{\lambda_2})_0] = \\ &= (s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2})_{h_k} - (s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2})_0, \end{aligned} \quad (X, 59)$$

где индексы h_k и 0 указывают, что ход соответствующих лучей определен на краю зрачка (h_k) и в параксиальной области. Для характеристики изменения сферической aberrации при изменении длины волны обычно строят графики сферической aberrации для трех длин волн: λ_1 и λ_2 , — для которых система хроматически

корректируется, и для длины волны λ_0 , — для которой исправляются монохроматические aberrации. Аналогичным образом для трех длин волн (λ_1 , λ_2 и λ_0) строятся графики aberrаций лучей широких наклонных пучков, характеризующие кому, астигматизм и кривизну поверхности изображения.

В широкоугольных системах нельзя не считаться с хроматической разностью увеличений высших порядков. Дело в том, что формулы (X,56) и (X,57), строго говоря, верны лишь в параксиальной области; с возрастанием ординаты l' (или угла поля ω) величина $\delta L'_{xp}$ оказывается пропорциональной не только 1-й степени l' , но и высшим нечетным степеням l' :

$$\delta L'_{xp} = al' + bl'^3 + cl'^5 + \dots,$$

где коэффициент a соответствует формуле (X,56) для параксиальных лучей, а коэффициенты b , c и т. д. определяют aberrации того же названия, но более высоких порядков. Точное значение хроматической разности увеличений может быть определено на основании тригонометрических расчетов хода главных лучей. Сравнительно недавно (10—15 лет тому назад) считалось, и в ряде фундаментальных курсов эти ошибочные предпосылки находили подтверждение, что хроматические разности aberrаций систем «не поддаются» коррекции. Возросшие за последние годы требования к разрешающей силе и качеству изображения оптических систем (см. главу XII) при одновременном условии повышения их оптического характеристик — светосилы, угла поля зрения и т. д. — поставили перед оптиками задачу коррекции и этих aberrаций. Запросы жизни стимулировали успешное решение и этих задач.

§ 4. АБЕРРАЦИИ СИСТЕМ С АСФЕРИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

За последние годы перед оплотехникой все настойчивее выдвигается задача дальнейшего повышения оптических характеристик и качества всех групп оптических приборов. Одним из эффективных путей, приводящих к улучшению характеристик оптических, в особенности светооптических систем, является применение в этих системах преломляющих и отражающих поверхностей асферической формы. Без излишнего усложнения оптической схемы светооптической системы асферические поверхности позволяют существенно увеличить угол охвата этих систем при более совершенном исправлении их aberrаций. При этом требуемые точности изготовления поверхностей заданного профиля оказываются в светооптических системах не высокими, что, естественно, упрощает технологию их изготовления.

Пусть асферическая поверхность произвольной формы является аксиально-симметричной относительно оптической оси системы и задана уравнением кривой, образованной пересечением асфери-

ческой поверхности меридиональной плоскостью в форме алгебраического ряда:

$$y^2 = F(x) = a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + \dots + a_kx^k; \quad (X,60)$$

начало координат расположено в вершине кривой; ось x направлена по оптической оси системы.

В области аберраций третьего порядка имеет влияние форма поверхности вблизи ее вершины и, следовательно, ряд (X,60) ограничивается лишь первыми двумя членами:

$$y^2 = a_1x + a_2x^2. \quad (X,60')$$

В случае сферической поверхности $a_1 = 2r$ и $a_2 = -1$ уравнение принимает следующий вид:

$$y^2 = 2rx - x^2,$$

где r —радиус поверхности. У конических сечений $a_1 = 2r$ и $a_2 = -(1 - e^2)$ и, следовательно,

$$y^2 = 2rx - (1 - e^2)x^2, \quad (X,60'')$$

где r —радиус кривизны в вершине кривой; e —эксцентриситет конического сечения.

В общем виде уравнение (X,60'') можно написать следующим образом:

$$y^2 = 2rx - (1 + b)x^2, \quad (X,61)$$

где b —может быть назван коэффициентом деформации, если считать сферу за идеальную поверхность. В случае конических сечений

$$b = -e^2 = \pm \frac{\bar{b}^2}{\bar{a}^2} - 1,$$

где \bar{a} и \bar{b} —полуоси кривой конического сечения; следовательно, если $e=0$, сечение представляет собой окружность; при $0 < e < 1$ —сечение эллиптическое; при $e=1$ —сечение параболическое; при $e > 1$ —сечение гиперболическое. Конические сечения (с вещественным значением e) дают для коэффициента b только отрицательные значения и, следовательно, коническими сечениями нельзя заменить любую заданную кривую, имеющую ось симметрии даже вблизи ее вершины.

Формулы аберраций третьего порядка (X,31) и (X,31') сохраняют свой вид и в случае оптической системы, состоящей из асферических преломляющих поверхностей любой формы, имеющих ось симметрии. Изменяются лишь выражения коэффициентов

аббераций: вместо формул (X,28) соответственные коэффициенты будут иметь в переменных Ланге следующий вид:

$$\left. \begin{aligned}
 (S_I)_{asph} &= \sum_{k=1}^{k=p} h_k \left[P_k^* + b_k \frac{(\Delta n_k \alpha_k)^3}{(\Delta n_k)^2} \right]; \\
 (S_{II})_{asph} &= \sum_{k=1}^{k=p} h_k \left[P_k^* \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} + b_k \frac{(\Delta n_k \alpha_k)^2 \Delta n_k \beta_k}{(\Delta n_k)^2} \right]; \\
 (S_{III})_{asph} &= \sum_{k=1}^{k=p} h_k \left[P_k^* \left(\frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} \right)^2 + b_k \frac{\Delta n_k \alpha_k (\Delta n_k \beta_k)^2}{(\Delta n_k)^2} \right]; \\
 S_{IV} &= \sum_{k=1}^{k=p} \frac{1}{h_k} \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n_k n'_k}; \\
 (S_V)_{asph} &= \sum_{k=1}^{k=p} \left\{ \left[h_k P_k^* \left(\frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} \right)^2 + \frac{I^2}{h_k} \frac{\Delta n_k \alpha_k}{n_k n'_k} \right] \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} + \right. \\
 &\quad \left. + h_k b_k \frac{(\Delta n_k \beta_k)^3}{(\Delta n_k)^2} \right\},
 \end{aligned} \right\} (X,62)$$

где по-прежнему $P_k^* = \left(\frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha_k}{n_k}$. Условия нормировки пере-

менных Ланге остаются те же: для формул (X,31)—нормировка (X,10'); для формул (X,31')—(X,10').

В случае бесконечно удаленной плоскости предметов справедливости формулы (X,29), но выражения коэффициентов аббераций (X,62) вычисляются при условии нормировки входящих в них переменных (X,12).

Заметим, что в выражениях коэффициентов аббераций (X,62) четвертая сумма S_{IV} единственная из сумм, не содержащая коэффициента деформации b . Кривизна изображения не зависит от формы преломляющих поверхностей и зависит лишь от радиусов кривизны этих поверхностей в их вершине.

При решении задачи расчета оптической системы в области аббераций третьего порядка конструктивные элементы системы (радиусы поверхностей, толщины линз и т. д.) часто получаются в условных единицах, например при фокусном расстоянии системы, равном единице; очевидно, коэффициенты уравнения (X,60) кривой асферической поверхности так же получатся при этом фокусном расстоянии. В случае перехода к некоторому другому значению фокусного расстояния \bar{f}' уравнение (X,60) примет следующий вид:

$$y^2 = 2\bar{r}\bar{f}'x - (1 + b)x^2 + \frac{a_3}{\bar{f}'}x^3 + \frac{a_4}{\bar{f}'^2}x^4 + \dots + \frac{a_k}{\bar{f}'^{k-2}}x^k, \quad (X,63)$$

где r — приведенное значение радиуса кривизны в вершине кривой меридионального сечения асферической поверхности.

После расчета системы в области аббераций третьего порядка выполняются расчеты хода лучей через систему с целью определения величин аббераций высших порядков и уточнения необходимых изменений конструктивных элементов системы, — изменений, приводящих к таким абберациям третьего порядка, при которых имеет место оптимально возможная компенсация аббераций высших порядков.

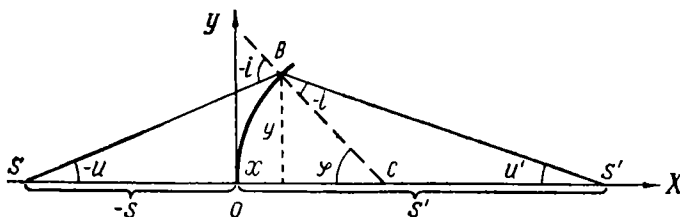


Рис. 189. Преломление луча через асферическую поверхность

В общем случае, если меридиональное сечение асферической поверхности задано уравнением (X,60), расчет выполняется следующим образом. Прежде всего определяются координаты x и y точки B пересечения падающего луча с поверхностью (рис. 189), для чего решаются совместно два уравнения — уравнение кривой и луча:

$$y^2 = F(x), \quad y = (s - x) \operatorname{tg} u;$$

из этих уравнений имеем

$$(s - x)^2 \operatorname{tg}^2 u - F(x) = 0. \quad (\text{X},64)$$

Это уравнение обычно приходится решать способом постепенных приближений, определив в первом приближении координату x из решения квадратного уравнения:

$$(s - x)^2 \operatorname{tg}^2 u - (2rx - a_2 x^2) = 0.$$

Далее вычисляется угол φ нормали с оптической осью:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\frac{\partial y}{\partial x}}. \quad (\text{X},65)$$

Угол падения i луча на поверхность и дальнейший расчет хода луча выполняются по формулам

$$\left. \begin{aligned} i &= u - \varphi; & u' &= u + i' - i; \\ \sin i' &= \frac{n}{n'} \sin i; & s' &= x + y \operatorname{ctg} u'. \end{aligned} \right\} \quad (\text{X},66)$$

Переход к координатам второй поверхности происходит по известным формулам:

$$s_{k+1} = s'_k - d_k; \quad u_{k+1} = u'_k. \quad (\text{X},66')$$

Расчет хода луча существенно упрощается в случае, когда меридиональные кривые поверхностей—конические сечения. В этом случае координаты y и x точки пересечения падающего луча и поверхности определяются из совместного решения двух уравнений:

$$\begin{aligned} y &= (s - x) \operatorname{tg} u, \\ y^2 &= 2rx - (1 - e^2) x^2; \end{aligned}$$

приходим к квадратному уравнению относительно x :

$$(\sec^2 u - e^2) x^2 - 2(r + s \operatorname{tg}^2 u) x + s^2 \operatorname{tg}^2 u = 0. \quad (\text{X},67)$$

Уравнение проще всего решается методом введения вспомогательного угла. Обозначив для краткости

$$\begin{aligned} \sec^2 u - e^2 &= b_1; \\ r + s \operatorname{tg}^2 u &= b_2; \\ s \operatorname{tg} u &= b_3, \end{aligned}$$

находим некоторый вспомогательный угол, удовлетворяющий условию:

а) если $b_1 > 0$, пользуемся формулами

$$\sin \alpha = \frac{b_3 \sqrt{b_1}}{|b_2|}; \quad x = 2 \frac{b_2}{b_1} \sin^2 \frac{\alpha}{2};$$

б) если $b_1 < 0$, пользуемся формулами

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{b_3 \sqrt{-b_1}}{|b_2|}; \quad x = -2 \frac{b_2}{b_1} \frac{\sin^2 \frac{\beta}{2}}{\cos \beta}.$$

Знак $||$ указывает, что нужно брать абсолютное значение величины b_2 . Если $\sin \alpha > 1$, то луч не пересекает поверхности.

Вычислив x , а затем y , находим угол φ по формуле

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\frac{\partial y}{\partial x}} = \frac{y}{r - (1 - e^2) x}; \quad (\text{X},68)$$

дальнейшие вычисления производятся по формулам (X,66) и (X,66').

Расчет несколько упрощается в случае параболической поверхности ($e=1$); для коэффициента b_1 имеем: $b_1 = \operatorname{tg}^2 u$; углы α и x определяются из формул

$$\sin \alpha = \frac{b_3}{b_2} \operatorname{tg} u; \quad x = 2 \frac{b_2}{b_1} \sin^2 \frac{\alpha}{2};$$

угол φ определится из формулы

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{y}{r}. \quad (\text{X},68')$$

Расчет положения фокусов бесконечно тонких сагиттальных и меридиональных пучков в системах с асферическими поверхностями производится по несколько видоизмененным формулам Аббе.

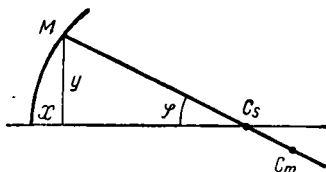


Рис. 190. К расчету астигматического пучка через асферическую поверхность

Видоизменение формул заключается в следующем. Пусть рассчитан через оптическую систему ход главного луча. Расстояние t'_s фокуса сагиттального пучка преломленных лучей, отсчитываемое вдоль луча от точки его пересечения с поверхностью, следующим образом связано с расстоянием t_s , отсчитываемым по лучу от поверхности до вершины пучка:

$$\frac{n'}{t'_s} - \frac{n}{t_s} = \frac{n' \cos i' - n \cos i}{r_s}, \quad (\text{X},69)$$

где r_s — длина нормали, равная отрезку MC_s (рис. 190). Напомним, что в случае сферической поверхности формула (X,69) имеет тот же вид, но вместо r_s берется радиус r сферической поверхности.

Из рисунка ясно, что $r_s = \frac{y}{\sin \varphi}$; так как

$$\sin \varphi = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2}},$$

окончательно имеем

$$r_s = y \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2}. \quad (\text{X},70)$$

В случае конических сечений, воспользовавшись (X,68), находим

$$r_s = r \sqrt{1 - e^2 \left[(1 - e^2) \frac{x^2}{r^2} - \frac{2x}{r} \right]}. \quad (\text{X},70')$$

Расстояние t'_m фокуса меридионального пучка преломленных лучей, отсчитываемое вдоль луча от точки его пересечения с поверхностью, следующим образом связано с расстоянием t_m , отсчитываемым по лучу от поверхности до вершины пучка:

$$\frac{n' \cos^2 i'}{t'_m} - \frac{n \cos^2 i}{t_m} = \frac{n' \cos i' - n \cos i}{r_m}, \quad (\text{X},71)$$

где r_m — радиус кривизны меридионального сечения поверхности в точке M (см. рис. 190), равный отрезку MC_m . Как известно из

дифференциальной геометрии:

$$r_m = - \frac{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}}{\frac{d^2y}{dx^2}} = - \frac{1}{\frac{d^2y}{dx^2} \sin^3 \varphi}. \quad (X,72)$$

В случае конических сечений, воспользовавшись (X,68) и приняв во внимание, что $\frac{d^2y}{dx^2} = -\frac{r^2}{y^3}$, получим

$$r_m = r \sqrt{\left\{ 1 - e^2 \left[(1 - e^2) \frac{x^2}{r^2} - \frac{2x}{r} \right] \right\}^3}. \quad (X,72')$$

Заметим, что поскольку главный луч рассчитан и, следовательно, величины y и φ известны, вместо (X,70') и (X,72') удобнее воспользоваться формулами, пригодными для логарифмирования:

$$r_s = \frac{y}{\sin \varphi}; \quad r_m = \frac{y^3}{r^2 \sin^3 \varphi} = \frac{r_s^3}{r^2}. \quad (X,73)$$

Применение формул Аббе требует еще расчета «косой» толщины \bar{d}_k , т. е. расстояния $\overline{M}_k \overline{M}_{k+1}$ (рис. 191) по лучу между точками пересечения главного луча с поверхностью k и поверхностью $k+1$:

$$\bar{d}_k = (y_k - y_{k+1}) \operatorname{cosec} u_{k+1}. \quad (X,74)$$

Положение вершины астигматического (меридионального или сагиттального) пучка относительно следующей $(k+1)$ -й поверхности определится из формулы

$$t_{k+1} = t'_k - \bar{d}_k. \quad (X,74')$$

Расчет системы в области аббераций третьего порядка является лишь грубым решением задачи в первом приближении: ведь в этой стадии расчета ряд (X,60) обрывается коэффициентом a_2 . Между тем система имеет абберации высших порядков, и для более совершенного их исправления может оказаться целесообразным ввести асферическую поверхность высших порядков, содержащую высокие степени аргумента x .

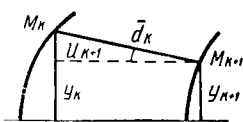


Рис. 191. Определение «косой» толщины

Наибольший теоретический и практический интерес представляет разработка методики, позволяющей, не прибегая к подробным и весьма трудоемким расчетам хода лучей через асферические поверхности, уже в начальной стадии расчета ответить на основной вопрос: как, исходя из анализа структуры пучка лучей, формирующих изображение точки, определить необходимую форму асферической поверхности, при которой структура пучка претерпевает наперед заданные изменения в направлении восстановления свойств гомоцентричности? Не останавливаясь на сколько-

нибуде подробно изложении разработанного Д. С. Волосовым [16] общего метода введения асферических поверхностей в целях одновременной коррекции нескольких аберраций,—как осевых, так и широких наклонных пучков,—остановимся здесь на изложении лишь одного из способов, весьма удобного для расчета светооптических систем, содержащих асферические поверхности, в которых корригируются аберрации главным образом осевого пучка. Сущность метода заключается в следующем. Имея систему сферических или асферических поверхностей в т о р о г о порядка, корригированную в области аберраций третьего порядка, мы тем самым имеем фиксированными первые два коэффициента a_1 и a_2 ряда (X,60). Обозначим через l' ординату точки пересечения некоторой плоскости в пространстве изображений, например плоскости Гаусса, лучом, вышедшим из оптической системы.

Определяя одним из излагаемых ниже способов частные производные $\frac{\partial l'}{\partial a_k}$ от координат преломленного луча по параметрам $a_3, a_4 \dots a_k$ ряда (X,60) и выражая затем вариации dl' ординаты l' в пространстве изображений через вариации $da_3, da_4, da_5 \dots da_k$ сферической поверхности, устанавливаем прямую зависимость между изменениями ординаты l' , а следовательно, и аберрации луча (поскольку ход луча в параксиальной области остается неизменным) и изменениями коэффициентов ряда (X,60):

$$dl' = \frac{\partial l'}{\partial a_3} da_3; \quad dl' = \frac{\partial l'}{\partial a_4} da_4; \quad \dots \quad dl' = \frac{\partial l'}{\partial a_k} da_k.$$

Определив частные производные $\frac{\partial l'}{\partial a_k}$ для нескольких лучей пучка, подлежащих коррекции, и анализируя полученные величины производных, имеем возможность решать обратную задачу: наперед задавая желательные изменения dl' для различных лучей в пространстве изображений,—вычислять соответствующие величины коэффициентов a_k ($k=3, 4, 5 \dots$) уравнения (X,60).

Метод расчета оказывается сравнительно мало трудоемким благодаря применению доказанной автором [16] следующей теоремы: если известны две частные производные от аберраций луча в пространстве изображений $\frac{\partial l'}{\partial a_m}$ и $\frac{\partial l'}{\partial a_n}$, то, не прибегая к каким-либо специальным расчетам лучей, можно определить некоторую частную производную $\frac{\partial l'}{\partial a_p}$ из выражения

$$\frac{\partial l'}{\partial a_p} = \frac{n-p}{n-m} x_0^{p-m} \frac{\partial l'}{\partial a_m} + \frac{p-m}{n-m} x_0^{p-n} \frac{\partial l'}{\partial a_n}, \quad (X,75)$$

где da_m, da_n, da_p —вариации m -го, n -го, p -го коэффициента ряда (X,60); x_0 —абсцисса точки пересечения луча с поверхностью.

В случае если варьируют какие-либо три соседних коэффициента ряда (X,60), например коэффициенты с индексами

$k-1$, k и $k+1$, то, положив $m=k-1$, $n=k$, $p=k+1$ из (X,75), находим

$$\frac{\partial l'}{\partial a_{k+1}} = 2x_0 \frac{\partial l'}{\partial a_k} - x_0^2 \frac{\partial l'}{\partial a_{k-1}}. \quad (\text{X},76)$$

Остановимся на способе определения двух «отправных» частных производных $\frac{\partial l'}{\partial a_{k-1}}$ и $\frac{\partial l'}{\partial a_k}$, необходимых для вычисления из формулы (X,76) остальных частных производных по другим коэффициентам ряда (X,60).

Наиболее непосредственным, но и наиболее трудоемким является способ расчета хода луча через оптическую систему; при этом исследуется вариация $\Delta l'$ координаты l' при изменении коэффициента Δa_k . Приближенно можно принять, что

$$\frac{\partial l'}{\partial a_k} \approx \frac{\Delta l'}{\Delta a_k}.$$

При этом координаты точек пересечения, проходящих через систему лучей с асферической поверхностью, находятся методом последовательных приближений; это процесс довольно трудоемкий; для его ускорения при решении уравнения (X,64) рекомендуется воспользоваться следующей формулой, вывод которой здесь также опускаем [16]:

$$\Delta x = - \frac{\sin \varphi \cos u}{2y \cos i} x^k \Delta a_k, \quad (\text{X},77)$$

где Δx —изменение абсциссы точки пересечения луча с поверхностью, вызванное изменением Δa_k k -го коэффициента ряда (X,60).

В упомянутой книге [16] предлагается несколько более рациональных способов определения «отправных» производных. Остановимся на способе, основанном на использовании данных тригонометрической таблицы влияния изменения параметров системы на ее аберрации.

Пусть для исследуемой системы сферических поверхностей составлена таблица влияния изменения ее конструктивных элементов (радиусов и толщин) на аберрации. Пусть n -я сферическая поверхность системы подлежит исследованию в целях выяснения рациональности введения отклонения от сферической формы. Обозначим через $a_{n,k}$ k -й коэффициент ряда (X,60), относящегося к n -й поверхности системы. Оказалось возможным непосредственно определить частную производную $\frac{\partial l'}{\partial a_{n,k}}$, если известны

величины некоторых двух частных производных от l' по каким-либо двум параметрам системы; в частности, такими параметрами, по-видимому, удобнее всего избрать радиус r_n исследуемой поверхности и расстояние d_n между вершинами n -й и $n+1$ -й поверхностей. Соответствующая зависимость имеет следующий вид:

$$\frac{\partial l'}{\partial a_{n,k}} = \frac{k+E}{2(1+E)} x_n^{k-1} \frac{\partial l'}{\partial r_n} - \frac{(k-1) x_n^k \sin \varphi_n \sin (u'_n - u_n)}{2(1+E) y_n \cos i_n \sin u'_n} \cdot \frac{\partial l'}{\partial d_n}, \quad (\text{X},78)$$

где

$$E = -\frac{x_n \cos u_n}{2y_n \cos i_n} [2 \operatorname{tg} u_n \cos \varphi_n + \sin \varphi_n F''(x_n)]. \quad (\text{X}, 78')$$

Таким образом, пользуясь тригонометрической таблицей влияния изменения параметров Δr_n и Δd_n на изменение координаты луча $\Delta l'$ и воспользовавшись приближенными равенствами

$$\frac{\partial l'}{\partial r_n} \approx \frac{\Delta l'}{\Delta r_n} \quad \text{и} \quad \frac{\partial l'}{\partial d_n} \approx \frac{\Delta l'}{\Delta d_n},$$

из формулы (X,78), определяется величина $\frac{\partial l'}{\partial a_{n,k}}$, а затем с помощью рекуррентной формулы (X,76)—остальные производные $\frac{\partial l'}{\partial a_{n,k+1}}$, $\frac{\partial l'}{\partial a_{n,k+2}}$ и т. д.

В случае деформации сферической поверхности, для которой $F''(x) = -2$, из (X,78') находим

$$E = E_{sph} = -\frac{x}{y} \operatorname{tg} i. \quad (\text{X}, 78'')$$

При всякого рода предварительных подсчетах вместо точной формулы (X,78) можно, как показывает анализ, пренебрегая вторым слагаемым правой части, принять

$$\frac{\partial l'}{\partial a_{n,k}} \approx \frac{k+E}{2(1+E)} x_n^{k-1} \frac{\partial l'}{\partial r_n}. \quad (\text{X}, 79)$$

Эта формула—приближенная, полученная в результате пренебрежения влиянием вариации координат dx и dy на изменение координат преломленного луча и учета влияния лишь вариации $d\varphi$ —угла поворота нормали (см. рис. 189).

В заключение заметим, что в качестве координаты луча, вариация которой в пространстве изображений определяется, может быть выбрана не только ордината l' , но и любая другая величина, определяющая положение луча, например угол u' луча с оптической осью или отрезок s' ; в частности, определение производной $\frac{\partial u'}{\partial a_k}$ необходимо для вычисления изменения отступления от условия Штебле—Лигоцкого (X,45'):

$$\frac{\partial \eta}{\partial a_k} = -\operatorname{ctg} u' \frac{\partial u'}{\partial a_k} + \frac{1}{x'_0 - s'_0} \frac{\partial \Delta s'}{\partial a_k}, \quad (\text{X}, 80)$$

где $d\Delta s'$ —вариация продольной сферической aberrации $\Delta s'$ луча в плоскости Гаусса. Частная производная $\frac{\partial u'}{\partial a_k}$ может определяться из той же рекуррентной формулы (X,76), если в последней координату l' заменить координатой u' .

§ 5. АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ТОНКИХ КОМПОНЕНТОВ

Многие оптические схемы систем различного назначения состоят из отдельных компонентов, каждый из которых обладает толщиной, весьма малой по сравнению с его фокусным расстоянием. Таким компонентом может явиться простая линза или комбинация из нескольких рядом расположенных (склеенных или несклеенных) линз. Оптические свойства подобных компонентов мало отличаются от свойств бесконечно тонкого компонента; между тем такая идеализация приводит к существенному упрощению выражений (X,28) коэффициентов aberrаций третьего порядка. У бесконечно тонкого компонента величины h и y одинаковы для всех преломляющих поверхностей, что позволяет выразить разности $\Delta\beta$ через $\Delta\alpha$ и исключить первые в формулах (X,28).

Преобразуем инвариант I :

$$\begin{aligned} I &= nal = na(y - \beta_0 s) = n \frac{h}{s} \left(y - \frac{y}{x} s \right) = \\ &= nhy \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{x} \right) = hy \left[n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{x} \right) - \right. \\ &\quad \left. - n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s} \right) \right] = hy(Q_x - Q_s), \end{aligned} \tag{X,81}$$

где

$$Q_s = n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s} \right); \quad Q_x = n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{x} \right).$$

Для выражения hQ_s находим:

$$hQ_s = n \left(\frac{h}{r} - \frac{h}{s} \right) = n(\varphi - \alpha) = -ni.$$

Приняв во внимание, что

$$\alpha' - \alpha = i' - i = \left(\frac{n}{n'} - 1 \right) i,$$

имеем:

$$ni = \frac{\alpha' - \alpha}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}}.$$

Сопоставляя последние зависимости, получим

$$hQ_s = - \frac{\alpha' - \alpha}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} = - \frac{\Delta\alpha}{\Delta \frac{1}{n}}.$$

Аналогично можно написать:

$$yQ_x = - \frac{\beta' - \beta}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} = - \frac{\Delta\beta}{\Delta \frac{1}{n}}.$$

После подстановки в выражение (X,81) находим:

$$I = y \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} - h \frac{\Delta \beta}{\Delta \frac{1}{n}}; \quad (X,81')$$

отсюда:

$$\frac{\Delta \beta}{\Delta \frac{1}{n}} = \frac{1}{h} \left(y \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} - I \right). \quad (X,81'')$$

Воспользовавшись (X,81''), исключим величины $\Delta \beta$ в выражениях (X,28):

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum_{k=1}^{k=p} h_k P_k^*; \\ S_{II} &= \sum_{k=1}^{k=p} y_k P_k^* - I \sum_{k=1}^{k=p} W_k^*; \\ S_{III} &= \sum_{k=1}^{k=p} \frac{y_k^2}{h_k} P_k^* - 2I \sum_{k=1}^{k=p} \frac{y_k}{h_k} W_k^* + I^2 \sum_{k=1}^{k=p} \frac{1}{h_k} \Delta \frac{\alpha_k}{n_k}; \\ S_{IV} &= \sum_{k=1}^{k=p} \frac{1}{h_k} \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n_k n_k}; \\ S_V &= \sum_{k=1}^{k=p} \frac{y_k^3}{h_k^2} P_k^* - 3I \sum_{k=1}^{k=p} \frac{y_k^2}{h_k^2} W_k^* + \\ &+ I^2 \sum_{k=1}^{k=p} \frac{y_k}{h_k} \left(3\Delta \frac{\alpha_k}{n_k} + \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n_k n_k} \right) - I^3 \sum_{k=1}^{k=p} \frac{1}{h_k^2} \Delta \frac{1}{n_k^2}, \end{aligned} \right\} (X,82)$$

где

$$P_k^* = \left(\frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha_k}{n_k}; \quad W_k^* = \left(\frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \right) \Delta \frac{\alpha_k}{n_k}. \quad (X,82')$$

Обозначим через P_i^* и W_i^* значения сумм P_k^* и W_k^* по всем j поверхностям i -го компонента:

$$P_i^* = \sum_{k=1}^{k=j} P_k^*; \quad W_i^* = \sum_{k=1}^{k=j} W_k^*. \quad (X,83)$$

Далее обратим внимание, что высоты h_i и y_i остаются одинаковыми для всех j преломляющих поверхностей бесконечно тонкого i -го

компонента. Кроме того, заметим, что для тонкого компонента, отделенного воздухом, имеем:

$$\sum_{k=1}^{k=j} \frac{1}{h_k} \Delta \frac{\alpha_k}{n_k} = \frac{1}{h_i} \sum_{k=1}^{k=j} \Delta \frac{\alpha_k}{n_k} = \frac{1}{h_i} \left(\frac{\alpha_2}{n_2} - \alpha_1 + \frac{\alpha_3}{n_3} - \frac{\alpha_2}{n_2} + \dots + \alpha_j' \right) = \\ = \frac{\alpha_j - \alpha_1}{h_i} = \Phi_i,$$

где Φ_i — оптическая сила i -го компонента.

Упрощается также выражение $\sum \frac{1}{h} \frac{\Delta \alpha n}{n n'}$:

$$\sum_{k=1}^{k=j} \frac{1}{h} \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n_k n_k'} = \sum_{k=1}^{k=j} \frac{\Delta n_k}{n_k n_k'} \frac{1}{r_k} = - \sum_{k=1}^{k=j} \left(\frac{1}{n_k'} - \frac{1}{n_k} \right) \frac{1}{r_k}.$$

Для простой линзы в воздухе

$$- \sum_{k=1}^{k=2} \left(\frac{1}{n_k'} - \frac{1}{n_k} \right) \frac{1}{r_k} = - \left[\left(\frac{1}{n} - 1 \right) \frac{1}{r_1} + \left(1 - \frac{1}{n} \right) \frac{1}{r_2} \right] = \frac{\Phi}{n}.$$

Компонент состоит из нескольких линз, которые могут всегда считаться как бы находящимися в воздухе, но соприкасающимися; если даже имеется несколько линз склеенных, то оптические свойства компонента не изменятся, если допустить между склеенными поверхностями бесконечно тонкий воздушный слой. Следовательно, для i -го компонента системы получим

$$\sum \frac{1}{h_k} \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n_k n_k'} = - \sum \left(\frac{1}{n_k'} - \frac{1}{n_k} \right) \frac{1}{r_k} = \sum_{t=1}^{t=\theta} \frac{\Phi_t}{n_t},$$

где суммирование распространяется по всем θ линзам i -го компонента.

Введем обозначение

$$\pi_i = \sum_{t=1}^{t=\theta} \frac{\Phi_t}{n_t}, \quad (X,84)$$

где Φ_t — так называемые приведенные оптические силы линз i -го компонента, т. е. отношения оптической силы Φ_t к оптической силе всего компонента Φ_i :

$$\Phi_t = \frac{\Phi_t}{\Phi_i}, \quad (X,84')$$

где, очевидно, $\Phi_i = \sum_{t=1}^{t=\theta} \Phi_t$.

Для i -го компонента получим:

$$\sum \frac{1}{h_k} \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n_k n_k'} = \sum_{t=1}^{t=\theta} \frac{\Phi_t}{n_t} = \Phi_i \sum \frac{\Phi_t}{n_t} = \Phi_i \pi_i.$$

Приняв во внимание выполненные упрощения и преобразования, вместо (X,82) находим выражения коэффициентов aberrаций для системы, состоящей из m бесконечно тонких компонентов:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum_{i=1}^{i=m} h_i P_i^*; \\ S_{II} &= \sum_{i=1}^{i=m} y_i P_i^* - I \sum_{i=1}^{i=m} W_i^*; \\ S_{III} &= \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i^2}{h_i} P_i^* - 2I \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i^2}{h_i} W_i^* + I^2 \sum_{i=1}^{i=m} \Phi_i; \\ S_{IV} &= \sum_{i=1}^{i=m} \Phi_i \pi_i; \\ S_V &= \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i^3}{h_i^2} P_i^* - 3I \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i^2}{h_i^2} W_i^* + I^2 \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i}{h_i} \Phi_i (3 + \pi_i). \end{aligned} \right\} \quad (X,85)$$

Заметим, что в выражении для S_V пропадает последний член $I^3 \sum \frac{1}{h^2} \Delta \frac{1}{n^2}$, так как все компоненты окружены воздухом и для каждого компонента $\frac{1}{h^2} \sum \Delta \frac{1}{n^2}$ равно нулю.

Напомним, что если переменные α , β , h и y , входящие в выражения (X,85), нормируются условиями (X,10')

$$\alpha_1 = 1, \quad h_1 = s_1, \quad \beta_1 = 1, \quad y_1 = x_1, \quad I = n_1(x_1 - s_1),$$

то aberrации системы выражаются формулами (X,31). Если эти переменные нормируются условиями (X,10'')

$$\alpha' = 1, \quad h_1 = s_1 \alpha_1, \quad \beta_1 = 1, \quad y_1 = x_1, \quad I = n_1 \alpha_1 (x_1 - s_1),$$

то aberrации выражаются формулами (X,31'). В случае бесконечно удаленной плоскости предметов переменные α , β , h и y , входящие в (X,85), нормируются условиями (X,12):

$$\alpha_1 = 0, \quad \alpha' = 1, \quad h_1 = 1, \quad \beta_1 = 1, \quad y_1 = x_1, \quad I = -n',$$

а aberrации системы выражаются формулами (X,29).

Из (X,85) вытекают два важных следствия, касающиеся определения коэффициентов aberrаций 3-го порядка тонкого компонента:

А. Плоскость предметов на конечном расстоянии ($\alpha_1 \neq 0$);

$$\left. \begin{aligned} S_I &= s_1 \beta_0 P^*; \\ S_{II} &= x_1 P^* - \beta_0 (x_1 - s_1) W^*; \\ S_{III} &= \frac{x_1^2}{s_1 \beta_0} P^* - 2(x_1 - s_1) \frac{x_1}{s_1} W^* + \frac{\beta_0 (x_1 - s_1)^2}{s_1} (1 - \beta_0), \\ S_{IV} &= \frac{\pi}{s_1 \beta_0} (1 - \beta_0); \quad \pi = \Sigma \frac{\bar{\Phi}}{n}, \\ S_V &= \frac{x_1^3}{s_1^2 \beta_0^2} P^* - 3 \frac{(x_1 - s_1)}{\beta_0} \left(\frac{x_1}{s_1} \right)^2 W^* + \\ &\quad + (x_1 - s_1)^2 \frac{x_1}{s_1^2} (3 + \pi) (1 - \beta_0), \end{aligned} \right\} \quad (X,86)$$

где P^* и W^* определены выражениями (X,82') при условии (X,10''): $\alpha' = 1$, $h_1 = s_1 \beta_0$, $y_1 = x_1$, $\beta_1 = 1$; и, следовательно, $\alpha_1 = \beta_0$ и $I = \beta_0 (x_1 - s_1)$; β_0 — линейное увеличение системы.

Б. Плоскость предметов бесконечно удалена ($\alpha_1 = 0$):

$$\left. \begin{aligned} S_{I\infty} &= P, \\ S_{II\infty} &= x_1 P + W, \\ S_{III\infty} &= x_1^2 P + 2x_1 W + 1, \\ S_{IV} &= \pi, \\ S_{V\infty} &= x_1^3 P + 3x_1^2 W + x_1 (3 + \pi), \end{aligned} \right\} \quad (X,87)$$

где P и W определены выражениями (X,82') при условии нормировки (X,12): $\alpha' = 1$, $h_1 = 1$ ($f' = 1$), $\beta_1 = 1$, $y_1 = x_1$, $I = -1$.

Таким образом, параметры тонкого компонента P и W , подобно параметрам P^* и W^* , определяются также выражениями (X,82'), но первые из них (P и W) характеризуют aberrации компонента в случае бесконечно удаленной плоскости предметов, т. е. когда в выражениях (X,82') взято $\alpha_1 = 0$, $h_1 = 1$ и $\alpha' = 1$.

Заметим, что при заданном положении плоскости предметов s_1 и заданном положении входного зрачка x_1 aberrации 3-го порядка тонкого компонента определяются не пятью коэффициентами ($S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}$ и S_V), а, как это следует из (X,86) и (X,87), лишь тремя параметрами: P^* , W^* и π — при произвольном положении плоскости предметов и P, W и π — при бесконечно удаленной плоскости предметов; параметр π не зависит от положения плоскости предметов.

Из формул (X,87) следует также, что если плоскость входного зрачка совмещена с тонким компонентом $x_1 = 0$, то

$$S_{I\infty} = P; \quad S_{II\infty} = W; \quad S_{III\infty} = 1; \quad S_{IV} = \pi; \quad S_{V\infty} = 0, \quad (X,87')$$

т. е. астигматизм, определяемый коэффициентом S_{III} , совершенно не поддается исправлению; дисторсия оказывается исправленной автоматически; сферическая aberrация и кома, определяемые

соответственно коэффициентами S_I и S_{II} , оказываются зависящими от параметров P и W компонента и, как увидим ниже, эти aberrации поддаются исправлению; коэффициент S_{IV} , определяющий кривизну поверхности изображения, зависит от параметра $\pi = \sum \frac{\bar{\varphi}}{n}$, который не является параметром п о л н о ц е н н ы м, так как он не может изменяться в широких пределах вследствие ограниченности пределов численных значений показателей преломления стекол n и так как п р и в е д е н н ы е оптические силы линз компонента $\bar{\varphi}$ по сути своей нормированы условием $\sum \bar{\varphi} = 1$.

Параметры P^* и W^* и параметры P и W взаимосвязаны друг с другом линейными зависимостями. Эти зависимости, выведенные Г. Г. Слюсаревым [64], имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} P^* &= (\alpha' - \alpha)^3 P + 4\alpha(\alpha' - \alpha)^2 W + \alpha(\alpha' - \alpha)[2\alpha(2 + \pi) - \alpha'], \\ W^* &= (\alpha' - \alpha)^2 W + \alpha(\alpha' - \alpha)(2 + \pi), \end{aligned} \right\} (X,88)$$

где, еще раз подчеркиваем, параметры P и W —суть краткая запись выражений (X,82'), написанных при нормировке $\alpha_1=0$, $\alpha'=1$, $h_1=1$, а следовательно, $f'=1$, т. е. эти параметры характеризуют aberrации тонкого компонента при бесконечно удаленной плоскости предметов ($s=-\infty$); P^* и W^* —суть краткая запись тех же выражений (X,82') при произвольных α и α' углах с оптической осью первого вспомогательного параксиального луча, выходящего из точки предмета на оптической оси, расположенной на расстоянии s от компонента и, следовательно,

$$\alpha' - \alpha = h\Phi;$$

выбор условной единицы для α (или α') определяет нормировку h : $h = s\alpha = s'\alpha'$, так как у тонкого компонента $h = h'$; параметры P^* и W^* , таким образом, характеризуют aberrации тонкого компонента при любом положении s предмета.

Можно также установить зависимости, позволяющие определить влияние обращения хода луча в бесконечно тонкой системе на ее параметры P и W ; эти зависимости имеют линейный вид:

$$\left. \begin{aligned} \bar{P} &= P - 4W + 2\pi + 4, \\ \bar{W} &= -W + \pi + 2, \end{aligned} \right\} (X,89)$$

где \bar{P} и \bar{W} —параметры той же системы, рассчитанные в о б р а т н о м х о д е луча, т. е. справа налево.

Рассмотрим хроматические aberrации системы, состоящей из тонких компонентов.

Напишем формулу хроматической aberrации положения (X,54) в следующем виде:

$$n'\alpha'^2 \delta s'_{xp} = \sum_{k=1}^{k=p} h_k \bar{C}_k, \quad (X,90)$$

где

$$\bar{C}_k = \frac{\Delta a_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k}; \quad (X,90')$$

суммирование распространяется по всем p поверхностям системы.

Пусть система состоит из бесконечно тонких компонентов; для i -го компонента выражение под знаком суммы принимает следующий вид:

$$h_i \sum_{k=1}^{k=j} \bar{C}_k = h_i \sum_{k=1}^{k=j} \frac{\Delta a_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k}.$$

Для каждой простой линзы, входящей в состав компоненты i , выражение под знаком суммы приводится к виду

$$\sum_{k=1}^{k=2} \frac{\Delta a_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k} = \frac{\alpha' - \alpha}{1 - n} \delta n = -\frac{\alpha' - \alpha}{v} = -\frac{h_i \Phi}{v},$$

где Φ — оптическая сила линзы; $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ — число Аббе.

Для i -го компонента (в воздухе), состоящего из θ линз, можно написать:

$$h_i C_i^* = -h_i^2 \sum_{t=1}^{t=\theta} \frac{\Phi_t}{v_t}, \quad (X,91)$$

где

$$C_i^* = \sum_{k=1}^{k=j} \bar{C}_k = \sum_{k=1}^{k=j} \frac{\Delta a_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k}. \quad (X,91')$$

Введем и здесь приведенную оптическую силу $\Phi_t = \frac{\Phi_t}{\Phi_i}$ t -й линзы i -го компонента, оптическая сила которого Φ_i (см. выше X,84'); тогда вместо (X,91) получим

$$h_i C_i^* = -h_i^2 \Phi_i \sum_{t=1}^{t=\theta} \frac{\Phi_t}{v_t} = h_i^2 \Phi_i C_i, \quad (X,92)$$

где

$$C_i = -\sum_{t=1}^{t=\theta} \frac{\Phi_t}{v_t}. \quad (X,92')$$

Для системы, состоящей из m тонких компонентов, хроматическая aberrация положения определится формулой

$$\alpha'^2 \delta s'_{xp} = \sum_{i=1}^{i=m} h_i C_i^* = \sum_{i=1}^{i=m} h_i^2 \Phi_i C_i. \quad (X,93)$$

Из (X,92) вытекает очевидное соотношение:

$$C_i^* = h_i \Phi_i C_i = (\alpha'_i - \alpha_i) C_i. \quad (X,94)$$

Можно показать, что такое же соотношение между хроматическими параметрами тонкого компонента C^* и C получим, если дважды сопоставить выражение (X,91')—один раз,—вычисленное для бесконечно удаленной плоскости предметов ($\alpha_1=0, \alpha'_j=1$), а другой раз—для предмета на конечном расстоянии ($\alpha_1=\alpha, \alpha'_j=\alpha'$): первое значение определит величину C , а второе— C^* и соотношение между ними будет равно $C^*=(\alpha'-\alpha)C$. Параметр C зависит только от «внутренних» конструктивных элементов компонента, относительных оптических сил линз компонента (X,92') и оптических стекол этих линз; параметр C^* зависит также и от внешних гауссовых элементов, в частности от оптической силы компонента Φ_i (X,94) и его расстояния до плоскости предметов ($h_i=\alpha_i s_i$).

Хроматическая aberrация положения системы, состоящей из l простых линз согласно (X,93) определится из формулы

$$-\alpha'_j \delta s'_{xp} = \frac{h_1^2 \Phi_1}{v_1} + \frac{h_2^2 \Phi_2}{v_2} + \dots + \frac{h_l^2 \Phi_l}{v_l} \quad (X,95)$$

при нормировке $h_1 = \alpha_1 s_1$ (или $h_l = s'_l \alpha'_l$).

В случае бесконечно удаленной плоскости предметов из (X,55) и (X,92) имеем:

$$(\delta s'_{xp})_\infty = f' \sum_{i=1}^{i=m} h_i C_i^* = f' \sum_{i=1}^{i=m} h_i^2 \Phi_i C_i, \quad (X,96)$$

где f' —фокусное расстояние системы; величины h_i и Φ_i , входящие под знак суммы, нормированы «условием масштаба» $\sum h_i \Phi_i = 1$ при $h_1=1$ и $\alpha'_m=1$.

Для системы из l простых линз формула (X,96) принимает следующий вид:

$$(\delta s'_{xp})_\infty = -f' \left(\frac{\Phi_1}{v_1} + \frac{h_2^2 \Phi_2}{v_2} + \dots + \frac{h_l^2 \Phi_l}{v_l} \right). \quad (X,96')$$

Преобразуем аналогично формулу (X,56), выражающую хроматическую aberrацию увеличения:

$$\delta L'_{xp} = \frac{l'_{\lambda_0}}{I} \sum_{k=1}^{k=p} y_k \bar{C}_k. \quad (X,97)$$

Для бесконечно тонкого i -го компонента системы, приняв во внимание (X,91') и (X,94), можно написать

$$\sum_{k=1}^{k=j} y_k \bar{C}_k = y_i \sum_{k=1}^{k=j} \bar{C}_k = y_i C_i^* = h_i y_i \Phi_i C_i.$$

Применительно к системе, из бесконечно тонких компонентов получим:

$$\delta L'_{xp} = \frac{i\lambda_0}{J} \sum_{i=1}^{i=m} h_i y_i \Phi_i C_i, \quad (X,98)$$

где суммирование распространяется на все m компонентов.

Если предмет на конечном расстоянии ($\alpha_1 \neq 0$), приняв нормировку $(X,10')$, имеем $I = \alpha_1(x_1 - s_1)$ при $h_1 = s_1 \alpha_1$. Если предмет на бесконечности ($\alpha_1 = 0$) при нормировке $(X,12)$, находим $I = -1$; отсюда

$$(\delta L'_{xp})_{\infty} = l' \sum_{i=1}^{i=m} h_i y_i \Phi_i C_i, \quad (X,98')$$

где $h_1 = 1$ и $\sum h_i \Phi_i = 1$.

Г Л А В А О Д И Н Н А Д Ц А Т Я

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОПТИКИ ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

В главе IX мы рассмотрели оптические схемы проекционных приборов. Мы узнали, что основными оптическими элементами этих систем являются простые линзы или зеркала, преломляющие или отражающие, поверхности которых имеют сферическую или асферическую форму. Каждая из этих оптических схем, в зависимости от допустимых размеров абберационных фигур рассеяния лучей, может иметь существенно различные внешние оптические характеристики—угол охвата, относительное отверстие, угол поля зрения и т. п.

Расчет подобных систем с достаточной для практики точностью может быть сравнительно просто выполнен на основе теории аббераций третьего порядка. Последующие точные (например, тригонометрические) расчеты хода лучей через систему уточняют ее абберационные свойства и, если это необходимо, производится коррекция ее аббераций во втором приближении.

Насколько тщательно должны быть скорректированы абберации осветителя?

Осветитель должен создавать более или менее хорошее изображение источника света, обычно расположенного вблизи оптической оси, что прежде всего требует исправления сферической абберации и выполнения условия синусов. Эти требования должны быть соблюдены тем строже, чем больше угол охвата ($2 u_{\text{охв}}$) осветителя.

Стремление повысить угол охвата—естественно, так как он определяет размеры телесного угла, в пределах которого от источника распространяется полезно используемый световой поток; в результате определяется к.п.д. осветителя.

У наилучших 3- и 4-линзовых конденсорных систем угол охвата не превышает 90° , что соответствует лишь 15% от величины полного телесного угла (4π), в вершине которого расположен источник света. Широко распространенный конденсор из двух плоско-выпуклых линз, имеющий угол охвата около 50° , захватывает световой поток, распространяющийся лишь в пределах 5% полного телесного угла.

Диаметр наименьшего кружка рассеяния лучей $(z')_{\text{min}}$ у осветителей составляет обычно некоторую долю (несколько процентов)

κ от величины изображения источника:

$$(z')_{\min} = \kappa \beta_{\text{осв}} \cdot D_{\text{ист}},$$

где $\beta_{\text{осв}}$ —поперечное увеличение осветителя.

Произведение $\beta_{\text{осв}} \cdot D_{\text{ист}}$ равно $2l$ (IX,22)—при изображении источника в плоскость фильмового окна, или оно равно $D_{\text{вх.ср}}$ (IX,24)—при изображении источника во входной зрачок проекционного объектива.

В первом случае при заданном угле охвата увеличение $\beta_{\text{осв}}$ будет зависеть от относительного отверстия ϵ объектива:

$$\beta_{\text{осв}} = \frac{\sin u_{\text{охв}}}{\sin u_{\text{об}}} = \frac{2 \sin u_{\text{охв}}}{\epsilon}.$$

Во втором случае—от угла поля зрения ω объектива:

$$\beta_{\text{осв}} = \frac{\sin u_{\text{охв}}}{\sin u'_{\text{осв}}} = \frac{\sin u_{\text{охв}}}{\sin \omega}.$$

У осветителей величина κ варьирует от нескольких процентов (3—10%)—у хорошо скорректированных систем, до нескольких десятков процентов (20—30% и более)—у систем с большими аберрациями. В этих же пределах изменяется величина, характеризующая отступление от условия синусов:

$$\frac{\Delta \beta}{\beta_0} = \frac{\beta_u - \beta_0}{\beta_0},$$

где $\beta_u = \frac{\sin u}{\sin u'}$; $\beta_0 = \beta_{\text{осв}}$ —параксиальное увеличение осветителя.

§ 1. РАСЧЕТ ЛИНЗОВЫХ СИСТЕМ, СОДЕРЖАЩИХ ПОВЕРХНОСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Рассмотрим аберрации линзовых элементов конденсорных систем и принципы расчета последних.

А. Аберрации простой конденсорной линзы

Оптические параметры всякой оптической системы, в частности простой линзы, могут быть разделены на две группы:

1) на внешние, или гауссовы, параметры: фокусное расстояние, отверстие или апертура системы, поле зрения, увеличение системы при заданном положении предмета или изображения;

2) на внутренние параметры, определяющие конструкцию системы: радиусы кривизны преломляющих поверхностей, толщины линз, расстояния между линзами, показатели преломления и показатели дисперсии оптических сред.

В случае простой линзы к внешним параметрам относится фокусное расстояние f' , расстояние предмета s и линейное уве-

личение β_0 . В зависимости от допустимых размеров фигуры рассеяния лучей в последующем определяется апертура u и линейные размеры изображаемого предмета l .

К внутренним параметрам, определяющим конструктивные элементы линзы, относятся оптические постоянные стекла n и ν и угол α_2 , образованный с оптической осью первым парааксиальным лучом, проходящим в стекле линзы.

Действительно, на основании формул гауссовой оптики

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \frac{1}{f'} \quad \text{и} \quad \beta_0 = \frac{l'}{l} = \frac{s'}{s}$$

находим

$$s = f' \left(\frac{1}{\beta_0} - 1 \right), \quad s' = f' (1 - \beta_0). \quad (\text{XI},1)$$

Из формулы (X,1) при условии нормировки (X,10'') $\alpha' = 1$, $h_1 = s_1 \alpha_1$ получим

$$r_1 = s \beta_0 \frac{n-1}{n \alpha_2 - \beta_0}; \quad r_2 = s \beta_0 \frac{n-1}{n \alpha_2 - 1}, \quad (\text{XI},2)$$

где $\alpha_1 = \beta_0$ — линейное увеличение системы.

Как следует из (X,86), коэффициенты aberrаций линзы определяются параметрами P^* , W^* и π , которые согласно (X,82') выразятся через α_2 :

$$\left. \begin{aligned} P^* &= \left(\frac{\alpha_2 - \beta_0}{\mu - 1} \right)^2 (\alpha_2 \mu - \beta_0) + \left(\frac{1 - \alpha_2}{1 - \mu} \right)^2 (1 - \mu \alpha_2) = \\ &= \frac{1 - \beta_0}{(1 - \mu)^2} [\beta_0^2 + \beta_0 + 1 - (2 + \mu)(1 + \beta_0) \alpha_2 + (2\mu + 1) \alpha_2^2], \\ W^* &= \frac{(\alpha_2 - \beta_0)}{\mu - 1} (\alpha_2 \mu - \beta_0) + \frac{(1 - \alpha_2)}{1 - \mu} (1 - \mu \alpha_2) = \\ &= \left(\frac{1 - \beta_0}{1 - \mu} \right) [\beta_0 + 1 - (1 + \mu) \alpha_2], \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI},3)$$

где для краткости введено обозначение $\mu = \frac{1}{n}$.

При входном зрачке, совмещенном с отверстием линзы, положив в формулах (X,86) $x_1 = 0$, получим:

$$\begin{aligned} S_{\text{I}} &= s \beta_0 P^*; \quad S_{\text{II}} = s \beta_0 W^*; \quad S_{\text{III}} = s \beta_0 (1 - \beta_0); \quad S_{\text{IV}} = \pi \varphi = \frac{1 - \beta_0}{n s \beta_0}; \\ S_{\text{V}} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{XI},3')$$

Для хроматического параметра C^* из (X,94) и (X,92') найдем

$$C^* = (1 - \beta_0) C = - \frac{(1 - \beta_0)^2}{s \beta_0 \nu}, \quad (\text{XI},3'')$$

так как

$$\Phi = \frac{1 - \beta_0}{s \beta_0}.$$

Из этих формул следует, что при заданном s и β_0 можно в какой-то мере изменять величины параметров P^* и W^* и влиять тем самым на величину сферической аберрации и комы (определяемые коэффициентами S_I и S_{II}). Достигается это вариацией величин α_2 и n ; последняя величина (n) определяет также параметр π и коэффициент S_{IV} , от величины которого зависит аберрация кривизны поверхности изображения.

Нетрудно видеть, что параметр π у простой линзы не является полноценным ($\pi = \frac{1}{n}$), так как n у современных стекол изменяется в нешироких пределах ($n \approx 1,5-1,8$). Полноценным остается лишь один параметр α_2 , выбором величины которого можно влиять или на P^* , или на W^* , т. е. или на сферическую аберрацию, или на кому.

Хроматический параметр C^* простой линзы зависит только от числа Аббе (v) стекла линзы.

Монохроматические аберрации линзы определяются из формул (X,31'), в которых при принятой здесь нормировке (X,10'') следует $I = \beta_0 (x-s)$.

Рассчитаем линзу, обладающую минимальной сферической аберрацией 3-го порядка.

Определив из (XI,3) производную $\frac{dP^*}{d\alpha_2}$ и приравняв ее нулю, из полученного уравнения находим

$$(\alpha_2)_{\min} = \frac{(2n+1)(\beta_0+1)}{2(2+n)}. \quad (XI,4)$$

После подстановки в (XI,3) получим

$$\left. \begin{aligned} P_{\min}^* &= \left(\frac{n}{n-1}\right)^2 (1-\beta_0) [(1-k)\beta_0^2 + (1-2k)\beta_0 + (1-k)], \\ W_{\min}^* &= \frac{1-\beta_0^2}{2(2+n)}, \end{aligned} \right\} (XI,4')$$

где $k = \frac{(2n+1)^2}{4n(2+n)}$.

Из этих формул вытекают два важных следствия:

1. Если плоскость предметов бесконечно удалена ($s_1 = -\infty$), то $\beta_0 \rightarrow 0$ и $\lim(s\beta_0) = f'$; вместо формул (XI,2) при нормировке $\alpha_1 = 0$, $\alpha' = 1$, $h_1 = 1$ и, следовательно, при $f' = 1$ получим

$$r_1 = \frac{n-1}{n\alpha_2}; \quad r_2 = \frac{n-1}{n\alpha_2-1}. \quad (XI,5)$$

При переходе к реальному фокусному расстоянию F' необходимо эти значения r_1 и r_2 умножить на F' .

Из (XI,3) находим

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{1}{(1-\mu)^2} [1 - (2+\mu)\alpha_2 + (2\mu+1)\alpha_2^2], \\ W &= \frac{1}{1-\mu} [1 - (1+\mu)\alpha_2]. \end{aligned} \right\} (XI,6)$$

Индексы * при параметрах P и W здесь опущены; это напоминает о том, что эти параметры соответствуют частному случаю нормировки: $\alpha_1=0$, $\alpha'=1$, $h_1=1$.

Из (XI,4) и (XI,4') находим $(\alpha_2)_{min}$, при котором получается минимальное значение P :

$$(\alpha_2)_{min} = \frac{2n+1}{2(2+n)} = \alpha_0, \quad P_{min} = \frac{(4n-1)n}{4(2+n)(n-1)^2}. \quad (\text{XI,6}')$$

Этому соответствует

$$W_{min} = \frac{1}{2(2+n)}. \quad (\text{XI,6}'')$$

Таким образом, мы видим, что ни при каких значениях показателя преломления n параметр P_{min} не обратится в нуль. Иными словами, сферическая aberrация простой линзы при бесконечно удаленном предмете не может быть полностью скорректирована: она лишь может быть сделана минимальной, если для заданного n из (XI,6') определим $(\alpha_2)_{min}$, а из (XI,5)—величины r_1 и r_2 :

$$(r_1)_{min} = \frac{2(2+n)(n-1)}{n(2n+1)}; \quad (r_2)_{min} = \frac{2(2+n)(n-1)}{2n^2-n-4}.$$

Отношение значений этих радиусов составит:

$$\frac{(r_2)_{min}}{(r_1)_{min}} = \frac{(2n+1)n}{2n^2-n-4}.$$

При $n=1,5$ это отношение будет отрицательным по знаку и равным 6, т. е. радиус кривизны второй поверхности линзы будет в 6 раз больше радиуса первой поверхности и противоположного знака.

Aberrации линзы определяются из формул (X,29) при коэффициентах aberrаций (X,87').

Из сопоставления выражений (XI,6) и (XI,6') вытекает взаимозависимость между параметрами P , W и P_{min} простой линзы.

Из второго выражения (XI,6) следует:

$$\alpha_2 = \frac{n}{n+1} - \frac{n-1}{n+1} W. \quad (\text{XI,7})$$

Из первого выражения (XI,6) и (XI,6') находим

$$P = P_{min} + a(\alpha_2 - \alpha_0)^2, \quad (\text{XI,7}')$$

где множитель a равен:

$$a = \frac{(2+n)n}{(n-1)^2}.$$

Из (XI,7) и (XI,7') после исключения α_2 получается искомая взаимозависимость:

$$P = P_{min} + \left[1 - \frac{1}{(1+n^2)} \right] \left[W - \frac{1}{2(2+n)} \right]^2. \quad (\text{XI,8})$$

В пределах возможных изменений численных значений n величины $1 - \frac{1}{(1+n)^2}$ и $\frac{1}{2(2+n)}$ сравнительно мало меняются, как это видно из табл. 38. Значение первого из них можно принять равным 0,85, второго—0,14 и вместо (XI,8) можно написать:

$$P = P_{min} + 0,85(W - 0,14)^2. \quad (XI,9)$$

Из этой формулы следует, что при $W=0,14$ параметр P принимает минимальное значение. Это минимальное значение P_{min} всегда положительно (см. (XI,6')) и при разных n изменяется в пределах от 1,2 до 2,2.

Таблица 38

Величины P_{min} у простой линзы

n	$1 - \frac{1}{(1+n)^2}$	$\frac{1}{2(2+n)}$	P_{min}	$\pi = \frac{1}{n}$
1,50	0,840	0,143	2,14	0,67
1,55	0,846	0,141	1,88	0,64
1,60	0,852	0,139	1,67	0,62
1,65	0,858	0,137	1,50	0,61
1,70	0,863	0,135	1,36	0,59
1,75	0,869	0,133	1,24	0,57

Параметр π практически постоянен, меняясь от $\sim 0,6$ до $\sim 0,7$

Таким образом, у тонкой линзы имеется лишь один параметр (P или W), влияющий на монохроматические aberrации 3-го порядка: у линз различных форм численные значения P и W различны, но взаимосвязаны зависимостью (XI,9). Изменение этих

Таблица 39

Величины основных параметров P и W у простой линзы

Форма линзы	W	P
Плоско-выпуклая с первой поверхностью плоской	3,0	9,0
Двояковыпуклая симметричная	1,3	3,3
Плоско-выпуклая с первой поверхностью выпуклой	-0,3	2,3
Двояковыпуклая, у которой радиус 2-й поверхности в 6 раз больше радиуса 1-й поверхности	0,14	2,14

параметров при изменении формы линзы можно проследить по табл. 39, в которой показатель преломления стекла линзы принят $n=1,5$.

На рис. 192 представлены графики зависимости P от W при различных n . Все кривые имеют минимум вблизи $W=0,14$.

2. Если плоскость предметов расположена на конечном расстоянии, то, как следует из (XI,4'), параметр P_{min}^* может обратиться в нуль при определенных значениях $\beta_0 = \beta_{min}$; тем самым сферическая aberrация простой линзы оказывается скорректированной. Предположив в (XI,4'), что $P_{min}^* = 0$, находим, что это условие выполняется для любых значений n при $\beta_0 = 1$; кроме того, это условие будет выполнено для следующих значений увеличений:

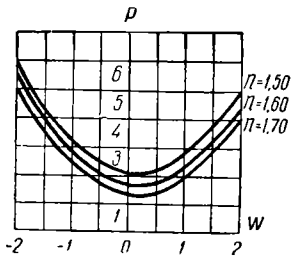


Рис. 192. Основные параметры P и W как функции показателя преломления стекла n простой линзы

$$(\beta_0)_{min} = \frac{2k-1 \pm \sqrt{4k-3}}{2(1-k)}. \quad (XI,10)$$

Решение будет вещественным, если $4k > 3$ или если $n \geq 1$.

В табл. 40 даны значения $(\beta_0)_{min}$ при различных n .

Таблица 40

Увеличения простой линзы, при которых сферическая aberrация может быть исправлена

n	k	$(\beta_{min})_1$	$(\beta_{min})_2$
1,5	0,762	0,64	1,56
1,6	0,766	0,60	1,68
1,7	0,770	0,56	1,79
1,8	0,773	0,53	1,87

Как видно из таблицы, сферическая aberrация простой линзы может быть исправлена полностью при любых значениях n , но линейные увеличения β оказываются при этом положительными и их численные значения возможны в пределах от $1/2$ до 2.

Линза часто применяется в качестве простейшего осветителя (конденсора). Угол охвата ($2u_{охв}$) такого конденсора возможен тем больший, чем больше допустимый диаметр кружка z' рассеяния лучей; размеры последнего устанавливаются конкретными условиями применения конденсора. В общем случае

из (XI,4'), (X,86) и (X,31') получим минимальную поперечную сферическую aberrацию в плоскости Гаусса:

$$(\delta g')_{min} = -\frac{1}{2} u'^3 s \beta_0 \left(\frac{n}{n-1}\right)^2 (1 - \beta_0) \times \\ \times [(1-k)\beta_0^2 + (1-2k)\beta_0 + (1-k)]. \quad (XI,11)$$

Этой поперечной aberrации будет соответствовать продольная aberrация:

$$(\delta s')_{min} = \frac{(\delta g')_{min}}{u'}.$$

Как было указано выше (X,32), в плоскости наименьшего кружка рассеяния, смещенной относительно гауссовой плоскости на величину $\frac{3}{4} \delta s'_{кр}$, диаметр кружка рассеяния ($z' = 2r'_m$) будет в 4 раза меньшим, чем в плоскости Гаусса; получим

$$(z')_{min} = 2r'_m = 2 \cdot \frac{1}{4} (\delta g')_{min} = -\frac{1}{4} u'^3 s \beta_0 P^*_{min} = \\ = \frac{1}{4} u'^3 s \beta_0 \left(\frac{n}{n-1}\right)^2 (1 - \beta_0) [(1-k)\beta_0^2 + (1-2k)\beta_0 + (1-k)]. \quad (XI,12)$$

Рассмотрим пример применения этой формулы.

Пусть конденсорная линза дает изображение с увеличением $\beta_0 = -1$; показатель преломления стекла $n = 1,5$.

Из (XI,12) находим

$$(z')_{min} = \frac{9}{2} u'^3 s. \quad (XI,12')$$

Если, например, величину z'_{min} (см. введение к главе) задать равной 1% ($\kappa = 0,01$) от величины произведения $\beta_{осв} D_{ист}$, или, что то же самое*, от величины s' , то из (XI,12') получим

$$u' = 0,13 \text{ рад},$$

или, так как $u_{охв} = u'$, находим

$$2u_{охв} = 15^\circ.$$

При таком угле охвата конденсора диаметр наименьшего кружка рассеяния в оптимальном случае (так как линза рассчитана на минимум сферической aberrации) будет равен 1 мм при $-s = s' = 100$ мм. Если (s'_{min}) задать равным 2% ($\kappa = 0,02$) от величины $\beta_{осв} D_{ист}$, получим

$$2u_{охв} = 19^\circ;$$

угол охвата незначительно возрос, а aberrация уже удвоилась. Для существенного повышения угла охвата приходится применять, как увидим ниже, более сложные 2- и 3-линзовые системы.

* Так как величины $D_{ист}$ и s предполагаются фиксированными, а $\beta_{осв} = \frac{s'}{s} = \beta_0$.

Весьма существенным также является правильный выбор параксиального увеличения конденсора; для этого нужно знать характер изменения величины $\delta\beta = \beta_u - \beta_0$ для разных лучей широкого осевого лучка.

В главе XIII (§ 2) будет показано, что поперечное увеличение для тонкого осевого пучка вблизи луча, направленного под углом u к оптической оси, равно: в сагиттальном направлении $\beta_s = \beta_u = \frac{\sin u}{\sin u'}$; в меридиональной плоскости $\beta_m = 3\beta_u - 2\beta_0$.

Таким образом, изменение величины β_u характеризует изменение поперечных увеличений для разных лучей широкого осевого пучка.

Игнорируя aberrации высших порядков, воспользуемся выражением (X, 43'):

$$\frac{\delta\beta}{\beta_0} = -\frac{u'^2}{2I} (\gamma_{\text{зр}} S_I - S_{II}).$$

Из (XI, 3') и (XI, 4') находим:

$$(S_I)_{\min} = \left(\frac{n}{n-1}\right)^2 (1 - \beta_0) \beta_0 s [(1-k) \beta_0^2 + (1-2k) \beta_0 + (1-k)], \quad (\text{XI}, 13)$$

$$(S_{II})_{\min} = \frac{\beta_0 (1 - \beta_0^2)}{2(2+n)} s.$$

Индексы *min* напоминают, что коэффициенты aberrаций написаны для случая минимальной сферической aberrации.

У тонкой линзы при $x=0$ имеем $\gamma_{\text{зр}} = \frac{\beta'}{\beta_1} = 1$ и $I = n'\alpha'l' = -n'\alpha'(x'-s')\beta' = s'$ (так как $x'=0$, $\alpha'=1$ и $n'=1$); отсюда

$$\frac{\delta\beta}{\beta_0} = -\frac{1}{2} \frac{u'^2}{s'} (S_I - S_{II}). \quad (\text{XI}, 14)$$

В рассматриваемом примере конденсорной линзы, имеющей $\beta_0 = -1$ и $n = 1,5$, находим

$$(S_I)_{\min} = 18s\beta_0, \quad (S_{II})_{\min} = 0.$$

Так как $s' = -s$, из (XI, 14) имеем:

$$\frac{\delta\beta}{\beta_0} = \frac{\beta_u - \beta_0}{\beta_0} = -9u'^2, \quad (\text{XI}, 14')$$

где $\beta_u = \frac{\sin u}{\sin u'} \approx \frac{u}{u'}$ и $\beta_0 = \frac{\alpha}{\alpha'}$.

При названном выше угле охвата конденсора $2u_{\text{охв}} = 19^\circ$ (или $u'_{\text{кр}} = 0,17 \text{ рад}$) получим:

$$\delta\beta = \beta_{u_{\text{охв}}} - \beta_0 = 0,26,$$

или

$$\beta_{u_{\text{охв}}} = \beta_0 + 0,26 = -0,74.$$

Таким образом, линейное увеличение в параксиальной области $\beta_0 = -1$; функция β_u , определяемая крайним лучом осевого пучка $\beta_{u_{\text{охв}}} = -0,74$.

Обычно берется значение β_u , соответствующее лучу, пересекающему оптическую ось в точке, через которую проходит плоскость наименьшего кружка рассеяния. Эта плоскость смещена относительно плоскости Гаусса на $\frac{3}{4} \delta s'_{\text{кр}}$, где $\delta s'_{\text{кр}}$ — продольная сферическая aberrация крайнего луча осевого пучка; aberrация $\delta s'$ пропорциональна квадрату угла u' . Следовательно, значение функции $\beta_{\text{эф}}$, которое условно назовем э ф ф е к т и в н ы м значением, следует рассчитать для некоторого зонального луча, образующего с осью угол $u'_{\text{зона}} = \frac{1}{2} \sqrt{3} u'_{\text{кр}}$.

Из формулы (X, 43') получим:

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - \frac{3}{8} \beta_0 \frac{u'^2_{\text{кр}}}{I} (\gamma_{\text{зр}} S_I - S_{II}). \quad (\text{XI}, 15)$$

Применительно к тонкому компоненту при $x=0$, $x'=x$, $\gamma_{\text{зр}}=1$, $I=s'=s$ находим:

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - \frac{3}{8} \beta_0 \frac{u'^2_{\text{кр}}}{s'} (S_I - S_{II}). \quad (\text{XI}, 15')$$

Для решаемого численного примера ($\beta_0 = -1$, $u'_{\text{кр}} = 0,17$) из (XI, 14') имеем:

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - 6,75 \beta_0 u'^2_{\text{кр}} = -0,80. \quad (\text{XI}, 15'')$$

Таким будет эффективное значение $\beta_{\text{эф}}$ линзы, рассчитанной на минимум сферической aberrации и имеющей параксиальное увеличение $\beta_0 = -1$. Как видим, значение $\beta_{\text{эф}}$ отличается от параксиального весьма существенно — в данном примере на 20%.

Б. Двухлинзовая конденсорная система

Многолинзовые конденсоры применяются для дальнейшего повышения угла охвата; последнее является целесообразным не только для повышения коэффициента использования светового потока, излучаемого источником и попадающего в осветитель, но (что является подчас более важным) для обеспечения необходимого увеличения конденсора или, связанной с последним, достаточно большой апертуре проекционного объектива (IX, 21) — (IX, 25).

Рассмотрим несколько путей возможного решения этой задачи.

а) Система с апланатическим мениском. В оптических системах, обладающих большими апертурами, но малыми полями зрения (объективы микроскопа, конденсоры и т. п.), можно применять так называемые а п л а н а т и ч е с к и е линзы, позволяющие увеличивать апертурные углы без внесения при этом сферической aberrации и комы.

В случае одной преломляющей поверхности сферическая aberrация и кома пропорциональны соответственно коэффициентам S_I и S_{II} , выражения которых таковы (X,86):

$$S_I = h \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\mu' - \mu} \right)^2 (\alpha' \mu' - \alpha \mu);$$

$$S_{II} = x \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\mu' - \mu} \right)^2 (\alpha' \mu' - \alpha \mu) - \alpha n (x - s) \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\mu' - \mu} \right) (\alpha' \mu' - \alpha \mu) =$$

$$= \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\mu' - \mu} \right) (\alpha' \mu' - \alpha \mu) \left[x \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\mu' - \mu} \right) - \beta n (x - s) \right],$$

где $h = sa = s\beta$ (при $\alpha' = 1$); $\mu = \frac{1}{n}$ и $\mu' = \frac{1}{n'}$.

Оба коэффициента aberrаций обращаются одновременно в нуль, когда один из множителей $(\alpha' - \alpha)$ или $(\alpha' \mu' - \alpha \mu)$ равен нулю.

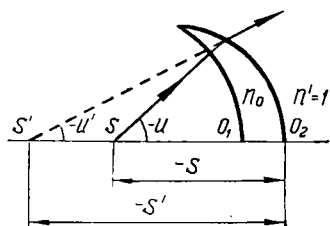


Рис. 193. Апланатический мениск

В первом случае—когда $\Delta\alpha = 0$ —лучи проходят поверхность без преломления, т. е. их направление совпадает с радиусом сферической поверхности (на рис. 193 это 1-я поверхность). Во втором случае—когда $\Delta\alpha\mu = 0$ —имеем:

$$\alpha' \mu' = \alpha \mu;$$

решая совместно с параксиальным уравнением преломления луча (X,1):

$$\alpha' n' - \alpha n = \frac{h}{r} (n' - n),$$

получим

$$\alpha = \frac{h}{r} \frac{n}{n + n'}, \quad \alpha' = \frac{h}{r} \frac{n'}{n + n'}; \quad (\text{XI,16})$$

или

$$s = \frac{h}{\alpha} = r \frac{n + n'}{n}, \quad s' = r \frac{n + n'}{n'}, \quad (\text{XI,16}')$$

где s и s' —расстояния сопряженных точек S и S' (см. рис. 193) от вершины O_2 преломляющей поверхности, т. е. $\overline{SO_2} = s$ и $\overline{S'O_2} = s'$. Точки S и S' обладают свойством апланатической пары: широкий гомотентрический пучок лучей, выходящий из точки S , после преломления через мениск остается гомотентрическим пучком с центром пучка в точке S' . Угловое увеличение мениска будет равно:

$$\gamma_0 = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{n'}{n_0} = \frac{1}{n_0},$$

где n_0 и $n' (=1)$ —показатели преломления сред, граничащих с второй поверхностью мениска.

Поскольку точки S и S' расположены в воздухе, линейное увеличение β_0 будет равно:

$$\beta_0 = \frac{1}{\gamma_0} = n_0. \quad (\text{XI}, 16'')$$

Любой луч, образующий с оптической осью углы u и u' до и после преломления через мениск, удовлетворяет условию синусов:

$$\frac{\sin u}{\sin u'} = \beta_0 = \text{const.}$$

Таким образом, рассчитанная выше линза, имеющая минимум сферической аберрации, в сочетании с апланатической линзой

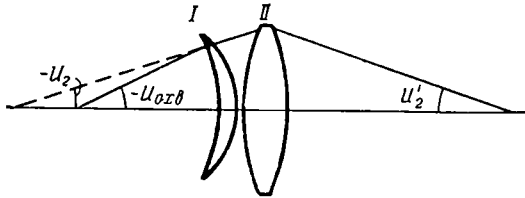


Рис. 194. Двухлинзовый конденсор с апланатическим мениском

образует систему (рис. 194), у которой апертурный угол в пространстве предметов, а следовательно, и угол охвата (точнее, синус угла) возрастают в n_0 раз; линейное увеличение системы при этом также возрастает в n_0 раз:

$$\begin{aligned} \sin u_{\text{охв}} &= n_0 \sin u_2; \\ \beta_0 &= \beta_1 \cdot \beta_2, \end{aligned}$$

где n_0 —показатель преломления стекла апланатической линзы; $\beta_1 = n_0$ —линейное увеличение апланатической линзы; β_2 и u_2 —соответственно увеличение и апертурный угол второй линзы.

Введение такого апланатического мениска, приводящего к возрастанию апертуры системы, не влечет за собой возрастания сферической аберрации и комы: какими эти аберрации были у линзы II (см. рис. 194), такими они и остались.

В частности, из формулы (XI,12) определится диаметр кружка наименьшего рассеяния лучей в с е й с и с т е м ы:

$$\begin{aligned} z_{\min} &= -\frac{1}{4} u'^3 s_2 \beta_2 \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 (1 - \beta_2) \times \\ &\times [(1 - k) \beta_2^2 + (1 - 2k) \beta_2 + (1 - k)], \quad (\text{XI}, 16''') \end{aligned}$$

где β_2 —увеличение второй линзы; s_2 —расстояние изображения, даваемого апланатической линзой от второй линзы; n —пока-

затель стекла второй линзы;

$$k = \frac{(2n+1)^2}{4n(2+n)}; \quad u' = \frac{u_2}{\beta_2}.$$

В рассмотренном выше численном примере простой конденсорной линзы однократного увеличения ($\beta_0 = -1$) полный угол охвата составлял $15-19^\circ$. Введение дополнительной апланатической линзы даст:

$$\beta_0 = n_0 \beta_2 = -1,5 \\ \sin u_{\text{охв}} = n_0 \sin 9^\circ 30'; \quad 2u_{\text{охв}} = 28^\circ,$$

где $n_0 = 1,5$. Получили все же сравнительно небольшой угол охвата; его величина определена из поставленных выше довольно высоких требований к допустимым величинам aberrаций. У рассматриваемой здесь двухлинзовой системы иногда угол охвата доводят до $\sim 50^\circ$, но при этом, как это видно из (XI,12), диаметр наименьшего кружка рассеяния лучей z'_{min} возрастает чрезвычайно быстро — пропорционально u'^3 (при заданном β_0).

б) Конденсор из двух плоско-выпуклых линз. В системах с увеличениями β_0 от -1 до -3 (или, в обратном ходе лучей, от -1 до $-\frac{1}{3}$) целесообразно применять технологически сравнительно

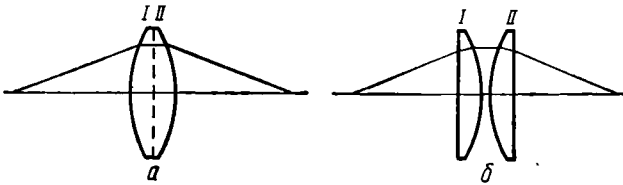


Рис. 195. Конденсор из двух плоско-выпуклых линз

просто осуществимый 2-линзовый конденсор, состоящий из плоско-выпуклых линз, обращенных выпуклыми поверхностями навстречу друг другу (рис. 195, б). Нетрудно видеть, что хотя оптическая сила этой двухлинзовой системы (при одинаковых s и β_0) равна оптической силе однолинзового конденсора (рис. 195, а), но aberrации двухлинзовой системы будут в несколько раз меньше, чем в однолинзовом конденсоре, рассчитанном на минимум сферической aberrации. Более того, как будет показано ниже, в пределах увеличений β_0 от -1 до -3 (или от -1 до $-\frac{1}{3}$) система, представленная на рис. 195, б, оказывается более оптимальной по своим aberrациям, чем двухлинзовая система рис. 194.

Объясняется это тем, что выпуклые поверхности линз I и II (рис. 195, б) обращены в сторону параллельного пучка лучей, идущего между линзами, в то время как в однолинзовой системе (рис. 195, а) или во второй линзе системы рис. 194, если ее мысленно рассматривать, как комбинацию из двух плоско-выпуклых линз, соприкасающихся плоскими поверхностями, параллельный

пучок лучей падает на плоские поверхности (их след представлен на рис. 195, а пунктирной линией). Сопоставление величин аберраций этих систем может быть выполнено следующим образом.

Пусть оптическая сила линзы I (рис. 195, б) будет φ_1 ; оптическая сила линзы II — φ_2 . Линейное увеличение системы при параллельном ходе лучей между линзами выразится как отношение указанных оптических сил:

$$\beta_0 = -\frac{\varphi_1}{\varphi_2}. \quad (\text{XI},17)$$

Продольная сферическая аберрация линзы I , рассчитанная в обратном ходе лучей для пучка, параллельного оптической оси, в силу формул (X,29) и (X,87) будет равна:

$$\bullet \quad (\delta s'_{\text{сф}})_{\leftarrow 1} = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f_1} P_1,$$

где h — высота падения луча на линзу.

Этой продольной аберрации будет соответствовать в пространстве изображений аберрация в β_0^2 раз большая. Кроме того, и линза II будет иметь аберрацию:

$$(\delta s'_{\text{сф}})_2 = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f_2} P_2.$$

В результате аберрация всей системы выразится так:

$$\delta s'_{\text{сф}} = (\delta s'_{\text{сф}})_{\leftarrow 1} \beta_0^2 + (\delta s'_{\text{сф}})_2 = -\frac{1}{2} h^2 \varphi_2 (1 - \beta_0^3) P,$$

где $P = \tilde{P}_1 = P_2$.

Поперечная сферическая аберрация представится следующей формулой:

$$\delta g'_{\text{сф}} = \delta s'_{\text{сф}} u' = -\frac{1}{2} h^3 \varphi_2^2 (1 - \beta_0^3) P, \quad (\text{XI},18')$$

где $u' = \frac{h}{f_2} = h\varphi_2$.

Диаметр кружка рассеяния лучей в плоскости наивыгоднейшей установки будет в четыре раза меньше, чем величина $2\delta g'_{\text{сф}}$:

$$z' = \frac{1}{2} \delta g'_{\text{сф}} = -\frac{1}{4} h^3 \varphi_2^2 (1 - \beta_0^3) P. \quad (\text{XI},19)$$

Для плоско-выпуклой линзы, обращенной выпуклой поверхностью в сторону бесконечно удаленного предмета ($\alpha_1=0$, $\alpha'_3=1$, $f'=1$), из выражений (X,82') находим:

$$P = \frac{n^3 - 2n^2 + 2}{n(n-1)^2}, \quad W = \frac{n^2 - n - 1}{n(n-1)}. \quad (\text{XI},19')$$

После подстановки в (XI,19) и замены $h\varphi_2 = u'$ и $s' = f'_2 = s\beta_0$ получим:

$$z' = -\frac{1}{4} u'^3 S_1, \quad (\text{XI},20)$$

где

$$S_1 = s\beta_0(1 - \beta_0^3) \frac{(n^3 - 2n^2 + 2)}{n(n-1)^2}. \quad (\text{XI}, 20')$$

Сравним теперь aberrации системы, представленной на рис. 195, б, с aberrациями системы на рис. 194. Для этого нужно сопоставить выражения (XI,20) и (XI,16^m) и учесть при этом, что β_0 в формуле (XI,20) следует взять в n_0 раз больше, чем β_2 в формуле (XI,16^m), где n_0 —показатель преломления стекла апланатической линзы в системе (см. рис. 194); кроме того, расстояние s в формуле (XI,20) следует взять в n_0 раз меньше, чем s_2 в формуле (XI,16^m):

$$\beta_2 = \frac{\beta_0}{n_0}; \quad s_2 = n_0 s.$$

Подставив эти значения в (XI,16^m) и взяв отношение величин z'_{min} к z' (XI,20), получим:

$$p = \frac{z'_{min}}{z'} = \frac{n^3(n_0 - \beta_0)[(1-k)\beta_0^2 + (1-2k)\beta_0 n_0 + (1-k)n_0^2]}{n_0^3(1 - \beta_0^3)(n^3 - 2n^2 + 2)}, \quad (\text{XI}, 21)$$

величина p непосредственно указывает, во сколько раз диаметр кружка наименьшего рассеяния лучей в системе рис. 194 больше такового системы рис. 195, б.

В табл. 41 приведены значения p для различных величин β_0 ; везде принято $n = n_0 = 1,5$.

Таблица 41

Сравнение кружков наименьшего рассеяния лучей у двухлинзовых конденсоров разных типов

β_0	- 1,0	- 2,0	- 3,0	- 5,0
p	2,2	1,35	0,92	0,6

Из рассмотрения данных таблицы следует вывод о преимуществах системы из двух плоско-выпуклых линз (см. рис. 195, б) по сравнению с двухлинзовой системой с апланатическим мениском (см. рис. 194), если увеличения системы β_0 остаются в пределах от -1 до -3 (или в обратном¹ ходе лучей: от -1 до $-\frac{1}{3}$).

Как будет показано ниже, система рис. 195, б по своим aberrационным характеристикам все же не является оптимальной—она, в свою очередь, несколько уступает по качеству двухлинзовой системе, каждая линза которой рассчитана на минимум сферической aberrации. Но за первой системой (см. рис. 195, б) остается бесспорное преимущество сравнительной технологической простоты изготовления, что и послужило причиной широкого распространения конденсорных систем этого типа.

В заключение приведем выражения второго коэффициента aberrаций S_{II} и эффективного значения $\beta_{\text{эф}}$ этой системы.

Из (X,85), положив $y=x=0$ и $I=-\beta_0 s$, находим

$$S_{II} = \beta_0 s (W_1^* + W_2^*).$$

Воспользовавшись (X,88) и (X,89), так как $W_2 = \overleftarrow{W}_1 = W$, получим

$$S_{II} = \beta_0 s (1 - \beta_0^2) W,$$

где W выражается (для плоско выпуклой линзы, обращенной выпуклой поверхностью в сторону бесконечно удаленного предмета) формулой (XI,19'); после подстановки имеем:

$$S_{II} = \beta_0 s (1 - \beta_0^2) \frac{(n^2 - n - 1)}{n(n-1)}. \quad (\text{XI,22})$$

Из (XI,15'), (XI,20') и (XI,22) следует:

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - \frac{3}{8} u'_{\text{кр}} \beta_0 (1 - \beta_0) \frac{[n^2(n-2)\beta_0^2 + 2\beta_0^2 + \beta_0 + 1]}{n(n-1)^2}. \quad (\text{XI,23})$$

Например, для рассмотренного выше (XI,15'') примера ($\beta_0 = -1$, $n = 1,5$ и $u'_{\text{кр}} = 0,17$), если взять 2-линзовую систему (см. рис. 195,б), получим:

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - 1,75\beta_0 u'_{\text{кр}}{}^2 = -0,95.$$

Результат существенно лучший, чем в случае одной линзы, рассчитанной на минимум сферической aberrации (см. XI,15'').

В. Многолинзовые конденсорные системы

Для достижения больших углов охвата (до 70—75°) применяют 3-линзовые системы; дальнейшее увеличение этих углов—до 80—90°—требует применения еще более сложных систем—4-линзовых или с меньшим числом линз, но с асферическими поверхностями (см. ниже).

Пусть конденсорная система, имеющая увеличение β_0 , состоит из тонких соприкасающихся линз.

Для подобной системы можно написать:

$$h = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\varphi_1} = \frac{\alpha_3 - \alpha_2}{\varphi_2} = \dots = \frac{\alpha_{m+1} - \alpha_m}{\varphi_m},$$

где $h = s\alpha$; $\varphi_1, \varphi_2, \dots$ —оптические силы линз.

Оптическую силу всей системы Φ , естественно, равномерно распределить по всем ее линзам, положив $\varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_m = \varphi$; получим

$$h\varphi \doteq \alpha_2 - \alpha_1 = \alpha_3 - \alpha_2 = \dots = \alpha_{m+1} - \alpha_m.$$

Приняв во внимание, что $\Phi = \sum_{i=1}^{i=m} \varphi_i = m\varphi$, имеем:

$$m\varphi = \frac{\alpha'_m - \alpha_i}{h};$$

отсюда:

$$h\varphi = \frac{\alpha'_m - \alpha_1}{h} = \alpha_2 - \alpha_1 = \alpha_3 - \alpha_2 = \dots = \alpha_{m+1} - \alpha_m.$$

Приняв нормировку $\alpha'_m = 1$ и $\alpha_1 = \beta_0$, находим:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_2 &= \beta_0 + \frac{1 - \beta_0}{m}, \\ \alpha_3 &= \beta_0 + 2 \frac{(1 - \beta_0)}{m}, \\ &\dots \dots \dots \\ \alpha_m &= \beta_0 + (m - 1) \frac{(1 - \beta_0)}{m}, \\ \alpha_{m+1} &= \beta_0 + m \frac{(1 - \beta_0)}{m} = \alpha'_m = 1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI,24})$$

Далее остается каждую линзу рассчитать на минимум сферической аберрации. Представим выражение (X,82') для некоторой i -й линзы системы:

$$P_i^* = \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{(1 - \mu_i)^2} [\alpha_i^2 + \alpha_i \alpha_{i+1} + \alpha_{i+1}^2 - (2 + \mu_i) \times \\ \times (\alpha_{i+1} + \alpha_i) \bar{\alpha}_i + (2\mu_i + 1) \bar{\alpha}_i^2], \quad (\text{XI,25})$$

где $\bar{\alpha}_i$ — угол с оптической осью первого вспомогательного луча в стекле i -й линзы; аналогично

$$W_i^* = \left(\frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{1 - \mu_i} \right) [\alpha_i + \alpha_{i+1} - (1 + \mu_i) \bar{\alpha}_i]. \quad (\text{XI,25}')$$

Определим из условия $\frac{dP_i^*}{d\alpha_i}$ выражение $(\bar{\alpha}_i)_{min}$, при котором параметр P_i^* имеет минимальное значение:

$$(\bar{\alpha}_i)_{min} = \frac{(2n_i + 1)(\alpha_{i+1} + \alpha_i)}{2(2 + n_i)}. \quad (\text{XI,26})$$

Из формул (XI,2) находим радиусы преломляющих поверхностей i -й линзы:

$$r_{1, i} = s\beta_0 \frac{n_i - 1}{n_i (\bar{\alpha}_i)_{min} - \alpha_i}; \quad r_{2, i} = s\beta_0 \frac{n_i - 1}{n_i (\bar{\alpha}_i)_{min} - \alpha_{i+1}}. \quad (\text{XI,27})$$

До сих пор линзы системы остаются бесконечно тонкими. В этой стадии расчета осуществляется переход к системе с конечными толщинами линз. Последовательность этого перехода излагается в следующем пункте этого параграфа. В системе с конечными толщинами линз по формуле (X,85) выполняется расчет коэффициентов аберраций S_I и S_{II} , позволяющих определить

диаметр наименьшего кружка рассеяния лучей z' и эффективное значение $\beta_{\text{эф}}$ системы (XI,15):

$$z' = -\frac{1}{4} u'^3 S_I;$$

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - \frac{3}{8} \beta_0 \frac{u'_{\text{кр}}^2}{l} (\gamma_{\text{зр}} S_I - S_{II}).$$

Сравним aberrации 2-линзовой системы, рассчитанной по этим формулам, с aberrациями систем, представленных на рис. 194 и 195, б. Задачу решим для того же численного примера $\beta_0 = -1,5$ и $n=1,5$. Положив $\alpha_1 = \beta_0$, $h = s\beta_0$, $\alpha_3 = 1$, из (XI,24) получим:

$$\alpha_2 = \frac{\beta_0 + 1}{2} = -0,25,$$

где $m = 2$.

Из (XI,26) находим:

$$(\bar{\alpha}_1)_{\min} = \frac{(2n+1)(\alpha_2 + \beta_0)}{2(2+n)} = -1,00; \quad (\bar{\alpha}_2)_{\min} = \frac{(2n+1)(1 + \alpha_2)}{2(2+n)} = 0,43.$$

Из (X,27) определяем радиусы поверхностей линз I и II:

$$\text{I} \begin{cases} r_{1,1} = \infty, \\ r_{2,1} = 0,60s = -60,0, \end{cases}$$

$$\text{II} \begin{cases} r_{1,2} = -0,84s = 84,0, \\ r_{2,2} = 2,12s = -212,0, \end{cases}$$

где $s = -100,0$.

Для вычисления коэффициентов aberrаций S_I и S_{II} из (XI,25) находим численные значения параметров:

$$P_{1,\min}^* = 4,27, \quad W_{1,\min}^* = -0,31,$$

$$P_{2,\min}^* = 4,30, \quad W_{2,\min}^* = 0,13.$$

Отсюда, воспользовавшись (X,85), имеем:

$$S_I = s\beta_0(P_1^* + P_2^*) = -12,8s, \quad S_{II} = s\beta_0(W_1^* + W_2^*) = 0,27s.$$

Диаметр наименьшего кружка рассеяния лучей определится из формулы

$$z' = \frac{1}{2} \delta g'_{\text{эф}} = -\frac{1}{4} u'_{\text{кр}}^3 S_I = 3,2su'_{\text{кр}}^3.$$

Эффективное значение $\beta_{\text{эф}}$ — из выражения (XI,15')

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - \frac{3}{8} \beta_0 \frac{u'_{\text{кр}}^2}{s'} (S_I - S_{II}) = -1,5 + 4,9u'_{\text{кр}}^2.$$

Последние два результата следует сопоставить с соответствующими данными, относящимися к рассмотренным выше системам, — двухлинзовому конденсору с апланатическим мениском (см. рис. 194) и системе из двух плоско-выпуклых линз (см. рис. 195, б).

Для системы с апланатическим мениском при $\beta_0 = -1,5$ имеем:

$$z' = 4,5su'_{кр}^3, \quad \beta_{эф} = -1,5 + 6,75u'_{кр}^2.$$

Для системы из двух плоско-выпуклых линз при том же увеличении имеем:

$$z' = 3,9su'_{кр}^3, \quad \beta_{эф} = -1,5 + 5,5u'_{кр}^2.$$

Таким образом, наименьшие aberrации имеет система, у которой все линзы рассчитаны на минимум сферической aberrации. Сравнительно близкие результаты дает система из двух плоско-

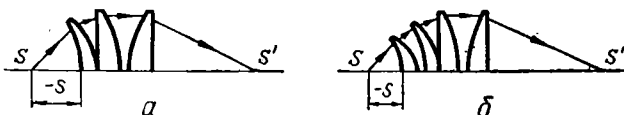


Рис. 196. Многолинзовые конденсоры с апланатическими менисками

выпуклых линз. Если же принять во внимание неоспоримые технологические преимущества последней системы при массовом ее производстве, то, как было указано выше, именно этот тип конденсора (см. рис. 195, б) следует признать наиболее рациональным для небольших увеличений—от -1 до -3 при углах охвата около 50° .

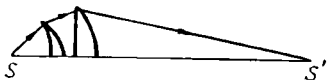


Рис. 197. Двухлинзовый конденсор, состоящий из плоско-выпуклой линзы и апланатического мениска

Повышение угла охвата до $\sim 75^\circ$ рационально осуществить, дополнив эту систему апланатическим мениском (рис. 196, а). Пределы увеличений β_0 при этом окажутся от $-1,5$ до $-4,5$.

Дальнейшее повышение угла охвата до 90° возможно путем применения второго апланатического мениска (рис. 196, б); численные значения увеличений β_0 при этом окажутся от ~ -2 до ~ -6 . Однако эта система будет иметь относительно малое рабочее расстояние s , что может оказаться недопустимым при применении источника света S высокой температуры. В этих случаях рациональнее для достижения больших углов охвата ($\sim 90^\circ$) применять 3-линзовую систему, представленную на рис. 196, а, но у которой выпуклая поверхность апланатического мениска—а с ф е р и ч е с к а я. Этот путь решения задачи будет рассмотрен ниже.

Наконец, для создания конденсоров со средними увеличениями (от -4 до -10) целесообразно применять системы, каждая линза которой рассчитана на минимум сферической aberrации, т. е. по формулам (XI,24) и (XI,26). При очень больших увеличениях (β_0 больше $-10-15$), чему в обратном ходе лучей соответствует поступление в конденсорную систему пучков с л а б о й с х о д и м о с т и (близких к параллельным), целесообраз-

но применять технологически несколько более просто осуществимые системы, схема которых представлена на рис. 197, т. е. состоящие из плоско-выпуклой линзы, выпуклая поверхность которой обращена в сторону пучков лучей слабой сходимости и мениска, близкого к апланатическому.

Для создания линзовых (диоптрических) конденсоров с существенно повышенным углом охвата ($110\text{--}120^\circ$) необходимо применение линз с преломляющими поверхностями специального профиля—типа линз Френеля. Во избежание появления провалов яркости изображения (от мест стыка оптических элементов сложного профиля линзы) линзы Френеля нельзя применять в случаях, когда проецируемый кадр расположен близко к линзе (случай диапроекции).

Г. Переход к системе с конечными толщинами линз

Рассмотренные выше системы состояли из бесконечно тонких линз. Поэтому рассчитанные по установленным выше формулам радиусы кривизны преломляющих поверхностей следует рассматривать как конструктивные элементы, полученные в первом приближении. При переходе к линзам конечной толщины должны быть внесены соответствующие поправки в конструктивные элементы системы.

При выборе той или иной толщины линзы конденсорной системы следует руководствоваться лишь конструктивными соображениями, т. е. не используя толщину линзы как параметр для исправления аберраций системы. Такой параметр, являясь подчас весьма действенным, иногда используется при расчете более совершенных оптических систем—фотографических анастигматов, объективов микроскопа высокой апертуры и т. п.

В конденсорных системах толщина линзы должна быть такой, чтобы в наиболее тонком месте—на краю отверстия у положительных линз и в центре у линз отрицательных—эта толщина была не менее некоторой величины d_{min} , обеспечивающей достаточную механическую прочность и гермостойкость линзы и облегчающей ее изготовление. Эта минимальная величина d_{min} зависит от диаметра линзы D . Наименьшие толщины положительных линз d_{min} по краю рекомендуются следующие (табл. 42).

У отрицательных линз толщина d_{min} в центре рекомендуется:

а) в случае двояко-вогнутых линз

$$d_{min} \approx \frac{1}{17} D; \quad (\text{XI}, 28)$$

б) в случае плоско-вогнутых линз и менисков

$$d_{min} \approx \frac{1}{12} D. \quad (\text{XI}, 28')$$

Таблица 42

Наименьшие толщины положительных линз
разного диаметра

D (мм)	d_{min}	D (мм)	d_{min}
До 6 мм	0,5	30—50	2,0
6—10	0,8	50—80	2,5
10—18	1,0	80—120	3,0
18—30	1,5	> 120	4,0

У положительных линз, исходя из приведенных нормативов, можно вычислить толщину d в центре по заданным радиусам r_1 и r_2 и диаметру отверстия линзы D . Как следует из рис. 198:

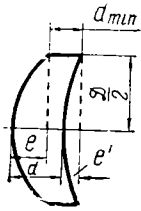


Рис. 198.
Определение необходимой толщины линзы

$$d = d_{min} + e - e', \quad (\text{XI}, 29)$$

где e и e' — стрелки поверхностей, т. е. высоты сегментов, соответствующие первой и второй поверхностям, для полу диаметра линзы $\frac{1}{2} D$. Из простых геометрических соображений следует:

$$\frac{D^2}{4} = e(2r_1 - e);$$

отсюда:

$$\frac{e}{r_1} = 1 - \sqrt{1 - \frac{D^2}{4r_1^2}}.$$

Разложив в ряд, получим:

$$\frac{e}{r_1} = \frac{1}{8} \frac{D^2}{r_1^2} + \frac{1}{128} \frac{D^4}{r_1^4} + \dots$$

Если $e \ll r_1$, можно пренебречь вторым членом разложения:

$$e \approx \frac{1}{8} \frac{D^2}{r_1};$$

$$e' \approx \frac{1}{8} \frac{D^2}{r_2}.$$

Из последних двух формул и (XI,29) имеем:

$$d = d_{min} + \frac{D^2}{8} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = d_{min} + \frac{D^2}{8(n-1)f'}, \quad (\text{XI}, 30)$$

где f' — фокусное расстояние тонкой линзы.

С точностью, достаточной во многих случаях, можно принять $n=1,5$; получим:

$$d = d_{min} + \frac{D^2}{4f'} . \quad (XI,30')$$

Определив толщины линз оптической системы, необходимо вычислить новые значения радиусов кривизны преломляющих поверхностей таким образом, чтобы эти радиусы по возможности мало отличались от первоначальных значений, чтобы оптические характеристики системы (увеличение, апертура, поле зрения и т. п.) не изменились и, наконец, чтобы величины аберраций остались по возможности близкими к первоначальным.

Не останавливаясь на различных возможных переходах от «тонкой» к «толстой» системе, изложим наиболее простой прием. В основе предлагаемого приема лежит требование сохранения величин оптических сил ϕ всех компонентов системы и всех углов обоих взаимоположенных лучей с осью в воздушных промежутках между компонентами; к этим требованиям добавим также условие, чтобы все углы α с осью первого параксиального луча (не только в воздухе, но и в стеклах линз) оставались без изменения.

Для выполнения указанных условий необходимо выбрать воздушные расстояния такими, чтобы расстояние между задней главной плоскостью предшествующего компонента и передней главной плоскостью следующего компонента оставалось равным тому расстоянию, какое оно было в системе, состоящей из тонких компонентов, рассчитанной в первом приближении. В самом начале заметим, что это требование не всегда оказывается возможным в точности выполнить. Но у большинства конденсорных систем с достаточной точностью это условие может быть соблюдено.

Главными преимуществами такого приема перехода являются: неизменность гауссовых оптических характеристик системы; неизменность ряда величин, определяющих аберрации тонкого компонента, в частности параметров P^* и W^* , зависящих от α и n ; неизменность величин $\frac{\Delta n}{\Delta n}$, необходимых для вычисления радиусов кривизны поверхностей (точнее, равных отношению $\frac{r}{h}$).

Однако следует иметь в виду, что неизменность параметров P^* и W^* еще не обеспечивает неизменности коэффициентов аберраций $S_I, S_{II} \dots$ и т. д., так как в их выражения входят еще высоты h_k пересечения луча с поверхностями системы. Очевидно, эти высоты после перехода к конечным толщинам линз получают новые, несколько отличные значения.

Если новые, изменившиеся значения коэффициентов аберраций S_I, S_{II} и т. д. желательно приблизить к первоначальным значениям, то приходится методами проб и интерполяции несколько

изменять первоначальные величины углов α , так, чтобы их вариации $\Delta\alpha$ вызвали необходимые изменения коэффициентов ΔS_I , ΔS_{II} и т. д.

Пусть какой-либо сложный компонент или простая линза OO' (рис. 199), определяемая углами α параксиального луча с осью и условием, что высоты h пересечения этого луча с главными плоскостями линзы H и H' равны высотам h пересечения того же луча с тонким компонентом, заменяющим эту линзу в первом приближении.

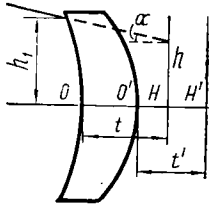


Рис. 199. Включение в систему линз конечной толщины

Обозначим через t расстояние OH передней главной плоскости от вершины первой поверхности линзы (или компонента), через t' —расстояние $O'H'$ задней главной плоскости от вершины второй поверхности линзы. Пусть α и α' —углы с осью первого параксиального луча до и после преломления через линзу (или компонент); h_1 и h_p —высоты пересечения луча с первой и последней поверхностями линзы компонента); h —высота пересечения с главными плоскостями H и H' .

Имеем очевидное соотношение:

$$h_1 = h + t\alpha, \quad h_p = h + t'\alpha'. \quad (XI,31)$$

В общем случае сколь угодно сложного компонента величины t и t' удобнее всего определить из расчета двух параксиальных лучей, падающих на компонент параллельно оси в прямом и обратном ходе; разности $s'_F - f' = t'$ и $s_F - f = t$ дают искомые значения; радиусы кривизны принимаются те же, что и для тонкого компонента.

Определив h_1 и h_p , вычисляем все остальные высоты на поверхностях компонента по формуле $h_{k+1} = h_k - d_k \alpha_{k+1}$. Значение h_p , найденное таким способом, должно быть близким к значению h_p , непосредственно вычисленному из второй формулы (XI,31). Если точность совпадения этих значений недостаточная, необходимо по найденным значениям h_k вычислить радиусы кривизны поверхностей—«толстого»—компонента:

$$r_k = h_k \frac{n_{k+1} - n_k}{n_{k+1} \alpha_{k+1} - n_k \alpha_k},$$

и вторично рассчитать параксиальные лучи, определив во втором приближении значения t и t' .

Расстояния между толстыми компонентами системы определяются из формулы

$$d_k = d_{0,k} + t'_k - t_k, \quad (XI,32)$$

где $d_{0,k}$ —расстояние между главными плоскостями k -го и $(k+1)$ -го компонентов (равное первоначальному расстоянию между соответствующими тонкими компонентами); d_k —расстояние между

вершинами наружных преломляющих поверхностей k -го и $(k+1)$ -го компонентов.

Расстояние плоскости предметов s_1 и входного зрачка x_1 будет теперь отсчитываться не от первой поверхности тонкого компонента, а от первой главной плоскости толстого компонента, т. е.

$$s_1 = s_{0,1} + t_1; \quad x_1 = x_{0,1} + t_1,$$

где $s_{0,1}$ и $x_{0,1}$ — соответственные величины, относящиеся к тонкому компоненту, принятые при расчете в первом приближении.

После определения всех конструктивных элементов системы выполняются расчеты хода лучей через последнюю (по точным, например, тригонометрическим формулам). Целью этих расчетов является сравнение реальных аберраций с предвычисленными на основании теории аберраций третьего порядка. Тем самым эти расчеты позволяют определить величины аберраций высших порядков и сделать заключение о тех коррективах, которые в случае необходимости должны быть внесены в расчет.

Д. Ахроматические конденсорные системы

Назначение конденсоров проекционных систем — направлять световую энергию источника на проецируемый прозрачный объект — диапозитив, кинокадр, микрофотографируемый препарат и т. п. При этом часто вовсе не требуется, чтобы конденсоры давали хорошее изображение источника света, а нужно лишь, чтобы вся энергия, поступившая в осветительную систему от источника света, прошла через входной зрачок проекционного объектива.

Однако в некоторых случаях и в конденсорных системах необходимо хорошее исправление аберраций как монохроматических, так и хроматических. В тех случаях, когда источник света имеет большую яркость и малые размеры (ртутная лампа сверхвысокого давления, точечная электрическая лампа накаливания, кратер вольтовой дуги и т. п.), может оказаться достаточным обойтись проекционным объективом с малым диаметром зрачка, простым по своей оптической схеме и, следовательно, дешевым в изготовлении. В этом случае (в целях экономии энергии, облегчения теплового режима, уменьшения габаритов и т. д.) рационально использовать источник света возможно малой мощности, т. е. возможно малых размеров светящейся площадки, который должен качественно отображаться хорошо корригированным конденсором во входной зрачок объектива.

В конденсорных системах, состоящих из простых положительных линз, хроматические аберрации совершенно не корригируются. Между тем в конденсорах большой апертуры в пространстве изображений влияние хроматической аберрации может оказаться сравнимым с влиянием сферической аберрации. Например, осветительные устройства микроскопов во всех тех случаях, когда источник света имеет малые размеры, делаются ахроматическими;

в частности, высокоапертурные конденсоры, применяющиеся для микрофотографических работ, являются ахроматическими.

Во всех высококачественных проекционных системах осветители часто делаются апланатическими. На рис. 200 представлен такой конденсор, состоящий из ахроматических компонентов апланатических линз. Эти системы были рассчитаны автором свыше 20 лет тому назад при разработке проекционных устройств отечественного планетария.

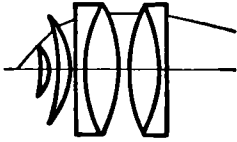


Рис. 200. Схема ахроматического конденсора большого угла охвата

Конденсорные системы, содержащие сложные компоненты, могут быть полностью исправлены в отношении сферической aberrации, комы и хроматизма. Синтез этих систем может быть выполнен на основе теории aberrаций третьего порядка—подобно тому, как это было выполнено выше для систем, состоящих из простых положительных линз.

Внешне близкие оптические схемы, представленные на рис. 196, б и 200, имеют принципиальное различие в том, что простая линза заданной оптической силы имеет лишь один параметр, который может влиять на одну из монохроматических aberrаций, а двухлинзовый (склеенный или несклеенный) компонент, состоящий из положительной и отрицательной линз, обладает двумя полноценными параметрами, которые могут влиять на состояние коррекции двух монохроматических aberrаций. Выбор же оптических сил линз компонента и дисперсий стекол позволяет корригировать и хроматическую aberrацию.

После того как на основе изложенных выше соображений произведен выбор оптической схемы конденсорной системы, по формулам (X,85) составляются выражения коэффициентов aberrаций S_I и S_{II} . Из условия, что величины этих коэффициентов должны иметь нулевые значения (или значения, близкие к нулю), определяются величины параметров P_i^* и W_i^* каждого компонента системы. По формулам (X,88) осуществляется переход от параметров P_i^* и W_i^* i -го компонента к параметрам P_i и W_i :

$$\left. \begin{aligned} P_i &= \frac{1}{(\alpha'_i - \alpha_i)^2} P_i^* - 4\alpha_i W_i^* + \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) [(4 + 2\pi_i) \alpha_i + \alpha'_i], \\ W_i &= \frac{1}{(\alpha'_i - \alpha_i)^2} [W_i^* - \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) (2 + \pi_i)], \end{aligned} \right\} \text{(XI,33)}$$

где α_i и α'_i —углы с осью первого параксиального луча до и после его преломления через i -ый компонент системы; параметр π_i (X,84) и в этом случае мало меняется и принимается равным 0,67.

Из условия исправления хроматической aberrации положения $\delta s'_{xp}$ определяются необходимые величины хроматических параметров C_i^* компонентов системы (X,93) и с помощью формулы (X,94) осуществляется переход от параметров C_i^* к параметрам C_i .

Дальнейшая задача—определить конструктивные элементы каждого компонента, имеющего наперед заданные значения параметров P , W и C .

Эта задача решается различно—для двухлинзового склеенного и двухлинзового несклеенного компонентов. Последний, очевидно, имеет один лишний параметр (радиус одной из соприкасающихся несклеенных поверхностей), вследствие чего в двухлинзовом несклеенном объективе для любой пары стекол крон—флинт может быть исправлена сферическая абберация, кома и хроматизм, точнее, получены наперед заданные численные значения P , W и C .

У двухлинзового склеенного компонента заданные значения этих параметров (P , W , C) могут быть получены лишь в результате рационального выбора соответствующей пары оптических стекол.

Остановимся на решении этих задач, начав с более простой—расчета двухлинзового несклеенного компонента.

Двухлинзовый несклеенный компонент при выбранной паре стекол (n_2, v_2 и n_4, v_4) и фокусном расстоянии, условно принятым равным единице, определяется тремя радиусами кривизны.

Удобнее здесь принять следующие величины: оптическую силу φ_1 первой линзы и кривизны $\varrho_1 = \frac{1}{r_1}$ и $\varrho_3 = \frac{1}{r_3}$ первой и третьей поверхностей. Остальные конструктивные элементы определяются из следующих формул:

$$\left. \begin{aligned} \varrho_2 &= \varrho_1 - \frac{\varphi_1}{n_2 - 1}, \\ \varrho_4 &= \varrho_3 - \frac{\varphi_2}{n_4 - 1} = \varrho_3 - \frac{1 - \varphi_1}{n_4 - 1}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI,34})$$

где $\varphi_1 + \varphi_2 = 1$.

Выразим параметры P , W и C через величины φ_1 , φ_2 , ϱ_1 и ϱ_3 , положив в (X,82') $\alpha = 0$, $\alpha' = 1$; после некоторых довольно длинных, но простых преобразований получим

$$\left. \begin{aligned} P &= \left(\frac{n_2}{n_2 - 1} \right)^2 \varphi_1^3 - \frac{2n_2 + 1}{n_2 - 1} \varphi_1^2 \varrho_1 + \frac{2 + n_2}{n_2} \varphi_1 \varrho_1^2 + \\ &+ \left(\frac{n_4}{n_4 - 1} \right)^2 \varphi_2^3 + \frac{3n_4 + 1}{n_4 - 1} \varphi_1 \varphi_2^2 + \frac{3n_4 + 2}{n_4} \varphi_2^2 \varphi_2 - \\ &- \left[\frac{2n_4 + 1}{n_4 - 1} \varphi_2^2 + \frac{4(n_4 + 1)}{n_4} \varphi_1 \varphi_2 \right] \varrho_3 + \frac{2 + n_4}{n_4} \varphi_2 \varrho_3^2; \\ W &= \frac{n_2}{n_2 - 1} \varphi_1^3 + \frac{n_4}{n_4 - 1} \varphi_2^3 + \frac{2n_4 + 1}{n_4} \varphi_1 \varphi_2 - \frac{n_2 + 1}{n_2} \varphi_1 \varrho_1 - \\ &- \frac{n_4 + 1}{n_4} \varphi_2 \varrho_3; \\ C &= - \left(\frac{\varphi_1}{v_2} + \frac{\varphi_2}{v_4} \right). \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI,35})$$

Таким образом, задача о расчете этой системы при заданных значениях P , W и C сводится к совместному решению двух уравнений: одного квадратного относительно неизвестных Q_1 и Q_3 , а второго линейного относительно тех же величин. Из второго уравнения выражаем Q_3 через Q_1 , подставляем в первое уравнение для P и полученное квадратное уравнение относительно Q_1 решаем обычным способом. Из двух получаемых для Q_1 значений следует брать то, при котором кривизна Q_3 оказывается меньшей по абсолютному значению.

Несколько сложнее оказывается расчет двухлинзового склеенного объектива.

Исследования показывают, что подобно тому, как это имело место у простой линзы, в любом сложном склеенном тонком компоненте между параметрами P и W существует приближенная зависимость того же вида (XI,9):

$$P = P_{min} + 0,85 (W - 0,15)^2. \quad (XI,36)$$

Величина P_{min} у двухлинзового склеенного компонента выражается следующей формулой:

$$P_{min} = c - \frac{b^2}{4a}, \quad (XI,37)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a &= 1 + 2 \frac{\varphi_1}{n_2} + 2 \frac{\varphi_2}{n_3}, \\ b &= \frac{3}{n_2 - 1} \varphi_1^2 - \frac{3}{n_3 - 1} \varphi_2^2 - 2\varphi_2, \\ c &= \frac{n_2}{(n_2 - 1)^2} \varphi_1^3 + \frac{n_3}{(n_3 - 1)^2} \varphi_2^3 + \frac{n_3}{n_3 - 1} \varphi_2^2. \end{aligned} \right\} \quad (XI,37')$$

Нетрудно заметить, что величины a , b и c , а следовательно, и величина P_{min} являются функциями лишь оптических постоянных стекол (n_2 , v_2 и n_3 , v_3) и параметра C , поскольку $C = -\left(\frac{\varphi_1}{v_2} + \frac{\varphi_2}{v_3}\right)$ и $\varphi_1 + \varphi_2 = 1$, а следовательно:

$$\varphi_1 = -\frac{v_2}{v_3 - v_2} (1 + v_3 C); \quad \varphi_2 = 1 - \varphi_1. \quad (XI,38)$$

Это обстоятельство позволило наметить следующий практический путь решения задачи о рациональном выборе комбинации двух стекол крон—флинт, обеспечивающих возможность получения требуемых значений параметров P , W и C .

Для различных комбинаций стекол крон—флинт в пределах всего каталога существующих оптических стекол вычислены значения P_{min} при различных значениях C . Там же указаны соответствующие значения φ_1 и величины нулевого инварианта $Q_0 = (Q_s)_{min}$ для второй поверхности компонента, с о о т в е т с т в у ю щ и е

минимальному значению $P=P_{min}$. Напомним общее выражение Q_s :

$$Q_s = n_2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_2} \right) = n_3 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_3} \right) = - \frac{\alpha_3 - \alpha_2}{\frac{1}{n_3} - \frac{1}{n_2}}. \quad (XI,39)$$

Можно показать, что между величинами Q_s и Q_0 и параметром W и его значением $W_0=0,15$, при котором величина P достигает (см. (XI,36) минимума ($P=P_{min}$), существует простая линейная зависимость:

$$Q - Q_0 = - \frac{2}{a+1} (W - W_0), \quad (XI,40)$$

где величина a , как следует из (XI,37'), меняется в очень небольших пределах:

$$a = 1 + 2 \frac{\varphi_1}{n_2} + 2 \frac{\varphi_2}{n_3} = 1 + 2\varphi_1 \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_3} \right) + \frac{2}{n_3} \approx 1 + \frac{2}{n},$$

так как n стекол меняются в нешироких пределах, можно принять численное значение $a=2,35$.

Параметр Q_0 также зависит от a и b : $Q_0 = -\frac{b}{2a}$. Из (X,40) имеем:

$$Q = Q_0 - \frac{W - 0,15}{1,67}. \quad (XI,41)$$

Таким образом, для заранее заданных значений параметров P , W и C находим:

- 1) из (X,36)—соответствующее значение P_{min} ;
- 2) из специальных таблиц отыскивается пара стекол (n_2, ν_2 и n_3, ν_3), приблизительно имеющая требуемые значения P_{min} и C ; там же указаны соответственные значения φ_1 и C ;
- 3) из (XI,41) вычисляем значение Q_s ;
- 4) кривизны преломляющих поверхностей из следующих легко получаемых выражений:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= Q + \frac{n_2}{n_2-1} \varphi_1, \\ Q_2 &= Q + \varphi_1, \\ Q_3 &= Q + \frac{n_3}{n_3-1} \varphi_1 - \frac{1}{n_3-1}. \end{aligned} \right\} \quad (XI,42)$$

Переход от тонких линз к линзам конечной толщины выполняется изложенным выше способом.

Подобные таблицы для расчета двухлинзовых склеенных объективов имеются в упомянутой книге Г. Г. Слюсарева [64]. Несколько отличные способы расчета двухлинзовых склеенных компонентов, но также основывающиеся на табличных и номографических приемах, имеются у других авторов.

В заключение остановимся на вопросе о возможности создания конденсорной системы, рассчитанной для работы при различных увеличениях, осуществляемых перемещением источника света.

Задача сведется к коррекции сферической аберрации комы и хроматизма для нескольких положений предмета.

Из (X,31') имеем:

$$\delta g'_{\text{сфер}} = -\frac{1}{2} u'^3 S_I; \quad \delta g'_{\text{кома}} = -\frac{3}{2} u'^2 \omega_1 S_{II}.$$

Для однокомпонентной системы из (X,86) находим (при $x_1=0$):

$$S_I = s\beta P^* = s'P^*; \quad S_{II} = s\beta W^* = s'W^*.$$

Обратив внимание, что

$$s' = \frac{h}{\alpha'} = \frac{\alpha' - \alpha}{\alpha' \varphi} = f' \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\alpha'} \right) \text{ и } u' = \frac{h}{s'},$$

положив $\alpha' = 1$ и $\alpha = \beta_0$, из (X,88) получим:

$$\begin{aligned} \delta s'_{\text{сфер}} = \frac{\delta g'_{\text{сф}}}{u'} &= -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f'} \{ (1 - \beta_0)^2 P + 4\beta_0 (1 - \beta_0) W + \\ &+ \beta_0 [2\beta_0 (2 + \pi) - 1] \}, \\ \delta g'_{\text{кома}} &= -\frac{3}{2} \frac{h^2}{f'} \omega_1 \{ (1 - \beta_0) W + \beta_0 (2 + \pi) \}, \end{aligned}$$

где $\delta s'_{\text{сфер}}$ — продольная сферическая аберрация.

Располагая выражения в фигурных скобках по степеням β_0 , получим:

$$\delta s'_{\text{сфер}} = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f'} \{ P - (2P - 4W + 1)\beta_0 + (P - 4W + 4 + 2\pi)\beta_0^2 \}, \quad (\text{XI},43)$$

$$\delta g'_{\text{кома}} = -\frac{3}{2} \frac{h^2}{f'} \omega_1 \{ W - (W - 2 - \pi)\beta_0 \}. \quad (\text{XI},44)$$

Требование исправления сферической аберрации для любого увеличения β_0 приводит к следующим уравнениям:

$$P = 0; \quad 2P - 4W + 1 = 0; \quad P - 4W + 4 + 2\pi = 0.$$

Решив эти уравнения, получим:

$$P = 0; \quad W = 0,25; \quad \pi = -1,5.$$

Третье из этих условий невыполнимо, так как у тонких компонентов, состоящих из обычных стекол, величина π изменяется в пределах 0,6—0,7. Однако если ограничиться условием, чтобы увеличение изменялось от нуля (случай бесконечно удаленного предмета) до 5-кратного уменьшения ($\beta_0 = -\frac{1}{5}$), то условия $P=0$ и $W=0,25$ решают задачу вполне удовлетворительно, так как β_0 становится величиной достаточно малой, и третьим членом, стоящим в фигурных скобках выражения (XI,43), можно пренебречь. Вместе с тем при $W=0,25$ и указанных пределах изменений β_0 выражение, стоящее в фигурных скобках (XI,44), остается также достаточно малым и кома окажется хорошо скорректирована.

ной для всех увеличений β_0 , тем более, что угол поля (ω) конденсорной системы также невелик.

Как следует из (XI,33), хроматизм положения стабильно корригируется для всех увеличений при $C=0$.

Для повышения апертуры системы можно применять апланатические мениски, которые, очевидно, не нарушат коррекцию сферической аберрации и комы, но внесут хроматизм; эту аберрацию полностью корригировать не удается.

§ 2. О РАСЧЕТЕ ЛИНЗОВЫХ КОНДЕНСОРОВ С АСФЕРИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Применение в конденсорных системах преломляющих поверхностей асферической формы, симметричных относительно оптической оси, позволяет при хорошей коррекции сферической аберрации и сравнительно простой оптической схеме достигнуть больших углов охвата.

Выше были приведены общие выражения (X,62) коэффициентов аберраций третьего порядка системы, содержащей асферические поверхности.

Перепишем первые два коэффициента, учитываемые при расчете конденсорных систем:

$$(S_I)_{asph} = \sum_{k=1}^{k=p} h_k \left[P_k^* + b_k \frac{(\Delta n_k \alpha_k)^3}{(\Delta n_k)^2} \right],$$

$$(S_{II})_{asph} = \sum_{k=1}^{k=p} h_k \left[P_k^* \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} + b_k \frac{(\Delta n_k \alpha_k)^2 \Delta n_k \beta_k}{(\Delta n_k)^2} \right].$$

Воспользовавшись выражением (X,81''), коэффициент S_{II} может быть преобразован к следующему виду:

$$(S_{II})_{asph} = \sum_{k=1}^{k=p} y_k P_k^* - I \sum_{k=1}^{k=p} W_k^* + \sum_{k=1}^{k=p} h_k b_k \frac{(\Delta \alpha_k n_k)^2}{(\Delta n_k)^2} \Delta \beta_k n_k.$$

Обратив внимание, что

$$\Delta \alpha n = h \frac{\Delta n}{r} \quad \text{и} \quad \Delta \beta n = y \frac{\Delta n}{r},$$

выражения коэффициентов можно написать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} (S_I)_{asph} &= \sum_{k=1}^{k=p} h_k P_k^* + \sum_{k=1}^{k=p} h_k^4 K_k^*, \\ (S_{II})_{asph} &= \sum_{k=1}^{k=p} y_k P_k^* - I \sum_{k=1}^{k=p} W_k^* + \sum_{k=1}^{k=p} h_k^3 y_k K_k^*, \end{aligned} \right\} \quad (XI,45)$$

$$K_k^* = b_k \frac{\Delta n_k}{r_k^3};$$

суммирование распространяется по всем p поверхностям системы.

Для i -го тонкого компонента, состоящего из j поверхностей, можно написать:

$$\left. \begin{aligned} (S_{I, i})_{asph} &= h_i P_i^* + h_i^4 K_i^*, \\ (S_{II, i})_{asph} &= y_i P_i^* - I W_i^* + h_i^3 y_i K_i^*, \end{aligned} \right\} \quad (XI,46)$$

где

$$P_i^* = \sum_{k=1}^{k=j} P_k^*; \quad W_i^* = \sum_{k=1}^{k=j} W_k^*; \quad K_i^* = \sum_{k=1}^{k=j} K_k^*.$$

Таким образом, к ранее существовавшему монохроматическим параметрам тонкого компонента P^* и W^* добавляется еще один и только один параметр K^* . Каким бы сложным компонентом был, если он является тонким, то появляется только один дополнительный параметр K^* , с помощью которого можно исправить только одну aberrацию—независимо от того, введена ли асферичность одной поверхности компонента или всех j его поверхностей. В компонентах с большими толщинами линз, у которых высоты h_k и y_k на различных поверхностях данного компонента резко различаются, указанное ограничение отпадает и появляется возможность исправления нескольких aberrаций.

Если входной луч совпадает с отверстием компонента ($x_i=0$), то $y_i=x_i=0$ и из (X,46) находим:

$$(S_{I, i})_{asph} = h_i P_i^* + h_i^4 K_i^*; \quad (S_{II, i})_{asph} = -I W_i^*, \quad (XI,47)$$

т. е. введением асферической поверхности в этом случае можно изменить только сферическую aberrацию компонента и не повлиять ни на какие другие aberrации.

Если система состоит из m тонких компонентов, из (XI,46) получим:

$$\left. \begin{aligned} (S_I)_{asph} &= \sum_{i=1}^{i=m} h_i P_i^* + \sum_{i=1}^{i=m} h_i^4 K_i^*, \\ (S_{II})_{asph} &= \sum_{i=1}^{i=m} y_i P_i^* - I \sum_{i=1}^{i=m} W_i^* + \sum_{i=1}^{i=m} h_i^3 y_i K_i^*. \end{aligned} \right\} \quad (XI,48)$$

А. Конденсоры с асферической поверхностью

Рассмотрим несколько примеров применения полученных здесь формул.

1. Простая конденсорная линза, как следует из (X,86) и (XI,4'), имеет минимум сферической aberrации при следующем выражении первого коэффициента:

$$(S_I)_{min} = s \beta_0 \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 (1 - \beta_0) [(1 - k) \beta_0^2 + (1 - 2k) \beta_0 + (1 - k)],$$

$$k = \frac{(2n+1)^2}{4n(2+n)};$$

при этом $\alpha_1 = \beta_0$, $\alpha_2' = 1$; $h = s\beta_0$; если $x = 0$, то для S_{II} имеем:

$$(S_{II})_{min} = s\beta_0 \frac{(1 - \beta_0^2)}{2(2+n)}.$$

Угол с осью первого параксиального луча в стекле линзы $(\alpha_2)_{min}$ выражается формулой (XI,4):

$$(\alpha_2)_{min} = \frac{(2n+1)(\beta_0+1)}{2(2+n)},$$

где $(\alpha_2)_{min}$ — то значение α_2 , при котором имеет место минимум сферической аберрации 3-го порядка.

Как было показано выше, коэффициент $(S_I)_{min}$ может обратиться в нуль лишь при определенных и притом практически не столь интересных (см. табл. 40) значениях увеличений β_0 . Введение асферичности поверхности позволяет достигнуть исправления сферической аберрации при любом значении β_0 .

Из первой формулы (XI,46), положив $(S_I)_{asph} = 0$, имеем:

$$K^* = -\frac{hP^*}{h^4} = -\frac{S_I}{h^4},$$

где S_I — коэффициент сферической аберрации компонента, состоящего из сферических поверхностей; подставив вместо него написанное выше выражение для $(S_I)_{min}$ и положив $h = s\beta_0$, получим:

$$K^* = -\left(\frac{n}{n-1}\right)^2 \frac{(1-\beta_0)}{(s\beta_0)^3} [(1-k)\beta_0^2 + (1-2k)\beta_0 + (1-k)].$$

Пусть асферичность введена на 2-й поверхности линзы $(K^* = b_2 \frac{1-n}{r_2^3})$; заменив r_2 соответствующим выражением:

$$r_2 = h \frac{1-n}{1-n(\alpha_2)_{min}} = s\beta_0 \frac{2(2+n)(1-n)}{4+n-2n^2-n\beta_0(2n+1)},$$

находим

$$b_2 = \frac{2n(2+n)^2(\beta_0-1)[(4n-1)\beta_0^2 - 2(2n^2+1)\beta_0 + 4n-1]}{[n(1-2n) - n\beta_0(1+2n+4)]^3}. \quad (XI,49)$$

Меридиональное сечение поверхности выразится уравнением:

$$y^2 = 2r_2x - (1+b_2)x^2,$$

где r_2 — радиус в вершине поверхности при следующем фокусном расстоянии f' линзы:

$$f' = \frac{h}{\alpha' - \alpha} = \frac{s\beta_0}{1 - \beta_0}.$$

Величина коэффициента деформации b будет тем меньшей и, следовательно, тем меньшим будет отклонение поверхности от сферической формы, чем больше кривизна той поверхности, асферичность которой вводится. Соотношение же численных значений радиусов кривизны поверхностей r_1 и r_2 зависит от увеличения β_0 .

Таким образом, вопрос о том, какую поверхность системы выгоднее деформировать, может быть решен лишь после расчета ее в первом приближении и, во всяком случае, лишь после определения вершинных радиусов кривизны. Кроме того, следует иметь в виду, что современная технология изготовления асферических поверхностей предпочитает изготавливать асферические, в частности параболические поверхности в п у к л о й формы.

В случае, если асферичность вводится на первой поверхности системы, заменив r_1 соответствующим его выражением

$$r_1 = s\beta_0 \frac{n-1}{n(\alpha_2)_{min} - \beta_0},$$

получим для коэффициента деформации b_1 следующую формулу:

$$b_1 = \frac{2n(2+n)^2(\beta_0-1)[(4n-1)\beta_0^2 - 2(2n^2+1)\beta_0 + 4n - 1]}{[n(1+2n) - n\beta_0(1-2n) - 4\beta_0]^3}; \quad (XI,50)$$

меридиональное сечение поверхности выразится уравнением

$$y^2 = 2r_1x - (1 + b_1)x^2.$$

Пусть, в частности, конденсор имеет однократное увеличение ($\beta_0 = -1$); при $n=1,5$ находим

$$\alpha_1 = \beta_0 = -1; \quad (\alpha_2)_{min} = 0; \quad \alpha'_2 = 1; \quad h = s\beta_0 = -s = s';$$

отсюда

$$(S_I)_{min} = -18s.$$

Положив $x=0$ и $(S_I)_{asph}=0$, получим

$$b_2 = -4,5, \quad (S_{II})_{min} = 0, \quad (S_{II})_{asph} = 0.$$

Конструктивные элементы конденсора:

$$r_1 = -r_2 = -0,5s; \quad f' = -0,5s;$$

уравнение меридионального сечения второй (асферической) поверхности:

$$y^2 = sx + 3,5x^2,$$

т. е. поверхность представляет собой гиперboloид, поскольку $b = -e^2$ и $e = \sqrt{4,5} > 1$.

Эффективное увеличение системы $\beta_{эф}$, как следует из (XI,15), равно увеличению параксиальному:

$$\beta_{эф} = \beta_0,$$

так как $(S_I)_{asph} = 0$ и $(S_{II}^f)_{asph} = 0$.

2. Широко применяющуюся конденсорную систему, состоящую из двух плоско-выпуклых линз (см. рис. 195, б), можно существенно улучшить, если одну из выпуклых поверхностей линз сделать асферической, а именно: выпуклую поверхность первой линзы, если $|\beta_0| > 1$, или поверхность второй линзы, если $|\beta_0| < 1$.

Угол охвата подобной системы можно повысить до 65—70° при хорошем исправлении aberrаций.

Как было показано выше (XI,20'), коэффициент сферической aberrации третьего порядка S_I такой системы имеет следующий вид:

$$S_I = s\beta_0(1 - \beta_0^2) \frac{(n^3 - 2n^2 + 2)}{n(n-1)^2}.$$

Имея в виду наиболее распространенные случаи применения систем этого типа для увеличений 1—3-кратных, деформируем выпуклую поверхность первой линзы, вершинный радиус которой r_2 равен:

$$r_2 = s(n - 1).$$

Из первого выражения (XI,48) имеем:

$$K^* = \frac{(S_I)_{asph} - (S_I)}{h^4} = \frac{\Delta S_I}{h^4},$$

где $S_I = \Sigma hP^*$; $K^* = b_2 \frac{\Delta n}{r_2^3}$ и $h = s\beta_0$.

Пусть коэффициент деформации b_2 задан таким, что при этом $(S_I)_{asph} = 0$ и, следовательно, в последней формуле $\Delta S_I = -S_I$; получим:

$$b_2 = \frac{(1 - \beta_0^2)}{n\beta_0^3} (n^3 - 2n^2 + 2). \quad (XI,51)$$

Нетрудно видеть, что при $\beta_0 < 0$ поверхность будет иметь форму гиперболоида. Дополнив эту систему апланатическим мениском, получим трехлинзовую схему, аналогичную представленной на рис. 196, а. Угол охвата подобной системы будет достигать 90°. Заметим, что в этом случае отклонение поверхности от сферической формы будет несколько меньшим, если ввести асферичность выпуклой поверхности апланатической линзы, так как эта поверхность имеет наибольшую кривизну. И в этом случае расчет выполняется аналогичным способом: определив величину коэффициента S_I системы, задаемся желательным ее изменением $\Delta S_I = (S_I)_{asph} - S_I$ и, зная «вершинный» радиус выпуклой поверхности апланатического мениска, определяем коэффициент деформации b , который обеспечивает получение заданной величины $(S_I)_{asph}$.

3. Конденсорные системы больших увеличений (β_0 больше 15-крат) с повышенным углом охвата до 90° целесообразно конструировать, исходя из двухлинзовой схемы (см. рис. 197), у которой выпуклая поверхность апланатического мениска асферическая.

В частности, рационально применять подобные системы для случаев, когда выпуклая поверхность плоско-выпуклой линзы обращена в сторону параллельных пучков лучей (т. е. точка S' на рис. 197 бесконечно удалена).

В обратном ходе лучей такая система будет иметь следующие коэффициенты aberrаций (XI,19'):

$$S_{I, \infty} = P_1 + P_2^* = \frac{n^3 - 2n^2 + 2}{n(n-1)^2}; \quad S_{II, \infty} = W_1 + W_2^* = \frac{n^2 - n - 1}{n(n-1)};$$

при этом принято, что в обратном ходе лучей $\alpha=0$, $\alpha'=1$, $h=1$, $f'=1$, $y=x=0$, $\beta_1=1$; кроме того, для апланатического мениска $P_2^*=0$ и $W_2^*=0$. Радиус кривизны в вершине выпуклой поверхности апланатического мениска \bar{r} равен (см. (XI,16')):

$$\bar{r} = \frac{ns}{n+n'} = \frac{nf'}{n+1} = \frac{n}{n+1},$$

так как $f'=1$; отсюда находим коэффициент деформации \bar{b} этой поверхности:

$$K^* = \bar{b} \frac{n-1}{r^3} = \frac{(S_I)_{asph} - S_{I, \infty}}{h^4};$$

$$\bar{b} = - \left(\frac{n}{n^2-1} \right)^3 (n^3 - 2n^2 + 2) \quad (XI,52)$$

при $(S_I)_{asph} = 0$.

Б. Конденсорная линза типа Френеля

В 1820 году французский физик Френель разработал теорию составных ступенчатых линз сложного профиля, носящих его имя и употребляющихся в различных модификациях до настоящего времени. Линзы Френеля находят применение в осветительных приборах дальнего действия (маячные и светосигнальные установки), а иногда и в светооптических системах ближнего действия (конденсорные линзы, проекционно-осветительные линзы высокой апертуры). Как было указано выше, исключены должны быть те случаи, когда проецируемый кадр расположен вблизи линзы Френеля, так как в плоскости кадра (диапозитива) обычно наблюдаются участки пониженной яркости—тени от мест стыка оптических элементов сложного профиля линзы.

На рис. 201 представлено меридиональное сечение такой ступенчатой линзы, поверхность которой получается вращением совокупности заштрихованных фигур вокруг оси OS системы. Линза Френеля может иметь большой угол охвата (100° и даже несколько больше); при этом сферическая aberrация может быть весьма хорошо исправлена, если число ступеней достаточно велико. Однако такая оптическая система формирует пучок неправильного строения, так как при переходе от одной ступени к другой нарушается непрерывность изменений углов и направлений.

Расчет профиля диоптрических элементов подобной линзы заключается в нахождении высоты элемента $y-y_0$ (расстояние между крайними точками n с у щ е й г р а н и AB), координат a , b центра кривизны дуги CDE , величины радиуса кривизны r

рабочей грани CDE , толщины рабочей части t_2 , при которых два луча, выходящие из точки S предмета и падающие на крайние точки несущей грани, выйдут из линзы через рабочую грань элемента в направлении оптической оси (в системах дальнего действия) или в направлении определенной точки S' , расположенной на близком расстоянии от линзы (в системах ближнего действия) и являющейся изображением точки S .

Заданными величинами при расчете линзы обычно являются: фокусное расстояние f линзы, угол охвата $2u_{\text{охв}}$, увеличение линзы

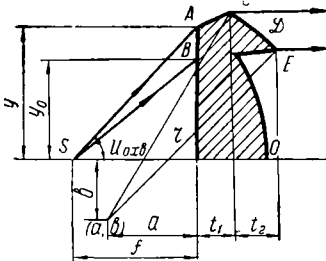


Рис. 201. Меридиональное сечение линзы Френеля

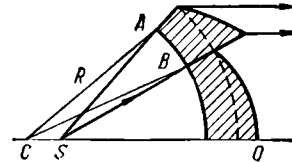


Рис. 202. Профиль линзы Френеля с кривым несущим слоем

β_0 , показатель преломления стекла n и толщина несущего слоя t_1 элемента; в случае диоптрического профиля с кривым несущим слоем AB (рис. 202) задается также радиус кривизны R несущего слоя, величина которого взаимосвязана с диаметром линзы D , углом охвата системы $2u_{\text{охв}}$ и ее фокусным расстоянием f' ; однако если значение D (или f') строго не фиксировано, то величина R может выбираться, исходя не только из конструктивных и технологических соображений, но и оптически целесообразно.

Имеется обширная литература—как иностранная, так и отечественная [41]—по расчету профиля линз Френеля. Эти расчеты основываются на применении элементарной геометрии и тригонометрии. Считая излишним излагать здесь схемы расчета, укажем лишь, что все эти приемы основываются на классических представлениях Френеля, во времена которого светящееся тело источника имело сравнительно большие размеры, вследствие чего было достаточно ограничиться исправлением лишь сферической аберрации.

Применение современных источников света, имеющих большую яркость при малых размерах светящегося тела, делает необходимым исправление аберраций не только точки на оси, но и точек, расположенных вблизи оптической оси; иными словами, выполнение условия синусов одновременно с исправлением сферической аберрации обеспечит достаточно совершенное отображение малого элемента поверхности, перпендикулярного оси. Во многих случаях условие синусов может быть выполнено рациональным выбором радиуса кривизны R несущего слоя.

Как известно, условие синусов для бесконечно удаленного предмета (или в обратном ходе лучей—для бесконечно удаленного изображения) имеет следующий вид:

$$\frac{h_1}{\sin u_1} = \frac{h_2}{\sin u_2} = \dots = \text{const} = f'. \quad (\text{XI},53)$$

Рис. 203 поясняет это условие: линия AO —след тонкого несущего слоя. Очевидно, если радиус кривизны R поверхности несущего слоя будет выбран хотя бы приблизительно равным фокус-

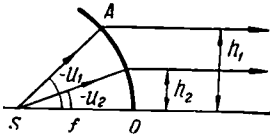


Рис. 203. Форма несущего слоя линзы Френеля дальнего действия, удовлетворяющей условию синусов

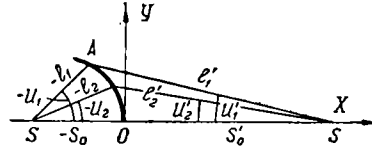


Рис. 204. Форма несущего слоя линзы Френеля ближнего действия, удовлетворяющей условию синусов

ному расстоянию f линзы, то условие синусов приближенно будет выполнено:

$$R = f. \quad (\text{XI},54)$$

Конечно, выполнить это условие может оказаться не всегда возможным (по конструктивным, технологическим или другим причинам), но во многих случаях эта возможность игнорируется без веских оснований. Даже в достаточно солидных книгах по светотехнике [40] эти принципиальные оптические вопросы совершенно не рассматриваются. В частности, радиус кривизны R несущего слоя диоптрического профиля Френеля рекомендуется авторами этой книги выбирать из условий допустимой величины потерь света на френелевское отражение в краевом элементе линзы при максимально возможном угле охвата линзы. Ни откуда не следует, что условие (XI,54) принципиально противоречит этому требованию.

Условие синусов применительно к конденсорным системам ближнего действия имеет следующий вид:

$$\frac{\sin u_1}{\sin u'_1} = \frac{\sin u_2}{\sin u'_2} = \dots = \text{const} = \beta_0, \quad (\text{XI},55)$$

где β_0 —линейное увеличение системы.

Рис. 204 поясняет это условие: линия AO —след тонкого несущего слоя; каждая точка кривой AO расположена от точки S' на расстоянии в β_0 раз большем, чем от точки S . Иными словами, для того чтобы условие (XI,55) было выполнено, необходимо

сохранить следующее отношение длин хода лучей до и после прохождения через тонкую линзу:

$$\frac{l'_1}{l_1} = \frac{l'_2}{l_2} = \dots = \frac{s'_0}{s_0} = \beta_0. \quad (\text{XI,56})$$

Как показывает элементарный анализ, уравнение кривой AO , удовлетворяющее условию (XI,56) или (XI,55), будет:

$$y^2 = 2 \frac{s'}{\beta_0 + 1} x - x^2,$$

т. е. является окружностью радиуса R с вершиной в точке O (см. рис. 204):

$$R = \frac{s'}{\beta_0 + 1} = \frac{\beta_0}{\beta_0 + 1} s. \quad (\text{XI,57})$$

Таким образом, если (хотя бы приближенно) будет выполнено условие (XI,54) в системах дальнего действия или (XI,57) — в системах ближнего действия, то системы обеспечат при исправленной сферической аберрации достаточно совершенное изображение не только точки на оси, но и точек, расположенных вблизи оптической оси.

§ 3. РАСЧЕТ ЗЕРКАЛЬНЫХ ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

За последние годы зеркала начинают все более широко применяться в оптических системах различного назначения — в фотографических и проекционных объективах, зрительных и астрономических трубах, в объективах микроскопов, лабораторных оптических приборах, осветительных системах и т. п. К сожалению, до сих пор изготовление оптических систем с отражающими поверхностями асферической формы представляет большие затруднения, хотя их применение во многих случаях обеспечило бы весьма благоприятные результаты. Ориентироваться на достаточно массовое их применение можно лишь в тех случаях, когда требования к точности изготовления не слишком высоки; к подобным благоприятным для их применения областям, в частности, относятся рассматриваемые здесь осветительные системы различного назначения, предназначенные для работы как в видимой, так и пограничных областях спектра.

Прежде чем приступить к изложению специфических свойств зеркальных систем, остановимся на правиле знаков, которого будем придерживаться в этом случае.

Все установленные выше соотношения, относящиеся к оптическим системам, состоящим из преломляющих поверхностей, основываются на законе преломления:

$$n \sin i = n' \sin i'.$$

Основной закон отражения, как известно, может быть записан в следующем виде:

$$i' = -i,$$

где i' — угол отражения, равный углу падения i по величине, но противоположный по знаку.

Из сопоставления этих формул, выражающих законы преломления и отражения, следует, что первая формула переходит во вторую, если предположить, что

$$n' = -n. \quad (\text{XI}, 58)$$

Иными словами, если в оптической системе встречается отражающая поверхность, то во всех установленных выше формулах следует принять, что отражающая поверхность с номером k разделяет две среды с показателями преломления, равными по величине, но с противоположными знаками.

После каждого отражения луч изменяет свое направление; следовательно, установленное выше положительное направление слева направо можно сохранить и в этом случае, но оно может и не совпадать с направлением распространения лучей света. Иными словами, правило знаков для отрезков (s , s' , r , h) и для углов (u , i , φ) оставим прежним, но под направлением луча будем понимать направление слева направо (которое не всегда будет совпадать с направлением распространения света). Толщине d_k после отражения следует приписывать знак, противоположный знаку толщины d_{k-1} .

Таким образом, все вышеприведенные формулы применимы и к данному случаю, но в них необходимо при расчете хода отраженного луча менять знак у показателя преломления и у толщины, следующей за отражающей поверхностью. Если после одного (или нечетного) отражения следуют несколько преломляющих поверхностей, приходится сохранять до следующей отражающей поверхности противоположные (по отношению к знаку до отражения) знаки у толщин и показателей преломления; при этом, очевидно, отношение $\frac{n}{n'}$ на преломляющих поверхностях всегда окажется положительным. Для быстрого определения знаков углов u и i следует предположить, что луч, как всегда, распространяется слева направо, и знаки этих углов можно устанавливать, пользуясь обычными изложенными выше правилами.

А. Аберрации третьего порядка аксиально симметричной отражающей поверхности любой формы

Предположим, что на сферическое зеркало OD падает луч AE (рис. 205). Мы принимаем здесь для вогнутого зеркала за положительное направление — направление распространения от р а ж е н н ы х л у ч е й; в этом случае отрезки s и s'_0 будут положительными. Заметим, что в случае выпуклого зеркала при этом условии радиус зеркала будет отрицательным.

Меридиональную плоскость выберем таким образом, чтобы она была параллельна лучу AE . Пусть ω_1 —угол, образуемый падающим лучом с экваториальной плоскостью; m' и M' —координаты точки K пересечения отраженного луча с плоскостью выходного зрачка, которая расположена на расстоянии x'_0 от вершины зеркала. После отражения луч EA' пересекает плоскость параксиального

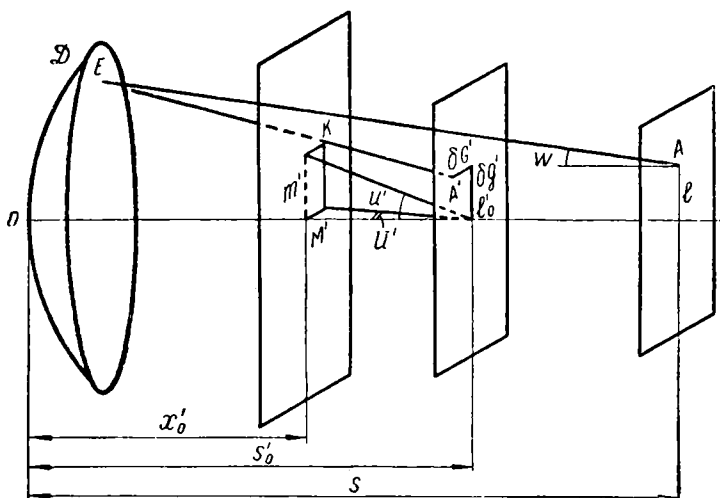


Рис. 205. Аберрации отражающей поверхности любой формы

изображения (гауссову плоскость) в точке A' ; эта плоскость расположена на расстоянии s'_0 от вершины зеркала; поэтому очевидно:

$$\frac{1}{s'_0} + \frac{1}{s} = \frac{2}{r} = \frac{1}{f}. \quad (\text{XI},59)$$

Эта формула, как известно, получается из инварианта преломления через сферическую поверхность, если положить, что $n = -n' = 1$; s —расстояние плоскости предметов от вершины отражающей поверхности.

Как видно из рисунка:

$$u' = -\frac{m'}{x'_0 - s'_0}, \quad U' = -\frac{M'}{x'_0 - s'_0},$$

причем координаты сопряженных точек в плоскостях зрачков связаны формулами (не учитывающими аберраций в зрачках):

$$m' = \beta_{\text{зр}} m, \quad M' = \beta_{\text{зр}} M,$$

где $\beta_{\text{зр}}$ —увеличение (линейное) в зрачках.

Воспользовавшись выражениями аберраций (X,31') и приняв $n' = -1$ при прежней нормировке (X,10''), т. е. предположив,

что $\alpha' = 1$, $\alpha = \frac{1}{\gamma} = -\beta_0$, где β_0 —линейное увеличение изображений, $I = n\alpha(x-s) = -\beta_0(x-s)$, получим:

$$\left. \begin{aligned} 2\delta g' &= u' (u'^2 + U'^2) S_{I, asph} + (3u'^2 + U'^2) \omega S_{II, asph} + \\ &+ u' \omega^2 [3S_{III, asph} + \beta_0^2 (x-s)^2 S_{IV}] + \omega^3 S_{V, asph}; \\ 2\delta G' &= U' (u'^2 + U'^2) S_{I, asph} + 2u' U' \omega S_{II, asph} + \\ &+ U' \omega^2 [S_{III, asph} + \beta_0^2 (x-s)^2 S_{IV}]. \end{aligned} \right\} \quad (XI,60)$$

Коэффициенты аберраций в общем виде выражаются формулами (X,62). Для тонкого компонента с одной отражающей асферической поверхностью эти коэффициенты после преобразований, подобных тем, которые были выполнены для получения формул (X,85) и (XI,46), приводятся к следующему виду:

$$\left. \begin{aligned} S_{I, asph} &= hP^* + h^4 K^*, \\ S_{II, asph} &= yP^* + \beta_0 (x-s) W^* + h^3 y K^*, \\ S_{III, asph} &= \frac{y^2}{h} P^* + 2\beta_0 (x-s) \frac{y}{h} W^* + \\ &+ \beta_0^2 (x-s)^2 \frac{(\beta_0-1)}{h} + h^2 y^2 K^*, \\ S_{IV} &= \pi \Phi = -\frac{(\beta_0-1)}{h}, \\ S_{V, asph} &= \frac{y^3}{h^2} P^* + 3\beta_0 (x-s) \frac{y^2}{h^2} W^* + \\ &+ 2\beta_0^2 (x-s)^2 \frac{y}{h^2} (\beta_0-1) + h y^3 K^*, \end{aligned} \right\} \quad (XI,61)$$

где при преобразованиях было принято, что $h = \alpha s = -\beta_0 s$, $y = x$, $\Phi = \frac{\beta_0-1}{h}$, $\pi = -1$, как это следует из условия нормировки (X,10").

В случае одной отражающей асферической поверхности имеем:

$$\begin{aligned} P^* &= \frac{1}{4} (\beta_0 + 1)^2 (\beta_0 - 1); \quad W^* = \frac{1}{2} (1 - \beta_0)^2; \\ K^* &= -\frac{2b}{r^3} = \frac{b}{4} \left(\frac{\beta_0-1}{h} \right)^3. \end{aligned} \quad (XI,62)$$

Для бесконечно удаленной плоскости предметов из (X,29), положив $n' = -1$ и приняв условие нормировки переменных (X,12), имеем:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= \frac{f}{2} [u' (u'^2 + U'^2) S_{I, \infty} + (3u'^2 + U'^2) \omega S_{II, \infty} + \\ &+ u' \omega^2 (3S_{III, \infty} + S_{IV}) + \omega^3 S_{V, \infty}], \\ \delta G' &= \frac{f}{2} [U' (u'^2 + U'^2) S_{I, \infty} + 2u' U' \omega S_{II, \infty} + \\ &+ U' \omega^2 (S_{III, \infty} + S_{IV})], \end{aligned} \right\} \quad (XI,63)$$

где

$$u' = \frac{m}{f'}, \quad U' = \frac{M}{f'}.$$

Выражения коэффициентов aberrаций могут быть непосредственно получены из (XI,61), если положить $\beta_0=0$, $-\alpha\beta=h=1$ (так как $f=1$ и $\alpha'=1$), $P^*=P$, $W^*=W$ и $K^*=K$:

$$\left. \begin{aligned} S_{I, \infty} &= P + K, \\ S_{II, \infty} &= xP + W + xK, \\ S_{III, \infty} &= x^2P + 2xW - 1 + x^2K, \\ S_{IV} &= 1, \\ S_{V, \infty} &= x^3P + 3x^2W - 2x + x^3K, \end{aligned} \right\} \quad (XI,64)$$

где для одной отражающей поверхности имеем:

$$P = -\frac{1}{4}, \quad W = \frac{1}{2}, \quad K = -\frac{1}{4}b. \quad (XI,64')$$

Отсюда:

$$\left. \begin{aligned} S_{I, \infty} &= -\frac{1}{4}(1+b), \\ S_{II, \infty} &= -\frac{1}{4}x(1+b) + \frac{1}{2}, \\ S_{III, \infty} &= -\frac{1}{4}x^2(1+b) + x - 1, \\ S_{IV} &= 1, \\ S_{V, \infty} &= -\frac{1}{4}x^3(1+b) + \frac{3}{2}x^2 - 2x. \end{aligned} \right\} \quad (XI,65)$$

Все приведенные зависимости существенно упрощаются, если плоскость входного зрачка (а следовательно, и выходного зрачка) совмещена с вершиной зеркала ($y=x=0$):

а) для конечного расстояния плоскости предметов из (XI,61) и (XI,62) находим:

$$\left. \begin{aligned} S_{I, asph} &= \frac{1}{4}h(\beta_0 - 1)[(\beta_0 + 1)^2 + b(\beta_0 - 1)^2], \\ S_{II, asph} &= -\frac{1}{2}h(\beta_0^2 - 1), \\ S_{III, asph} &= h(\beta_0 - 1), \\ S_{IV} &= -\frac{(\beta_0 - 1)}{h}, \\ S_{V, asph} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (XI,66)$$

Как видим, при $x=0$ коэффициент деформации поверхности b входит лишь в выражение $S_{I, asph}$ и, следовательно, изменение формы зеркала будет влиять лишь на сферическую aberrацию;

все остальные коэффициенты aberrаций третьего порядка асферического (как и сферического) зеркала будут зависеть от увеличения β_0 и расстояния s предмета, так как $h = -\beta_0 s$;

б) для бесконечно удаленной плоскости предметов из (XI,65), положив $x=0$, получим:

$$S_{I, \infty} = \frac{1}{4}(1+b); S_{II, \infty} = \frac{1}{2}; S_{III, \infty} = -1; S_{IV} = 0, S_{V, \infty} = 0. \quad (XI,67)$$

После подстановки в (XI, 63) получим выражения aberrаций асферического зеркала при $x=0$ и $s=\infty$.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta g'}{f} &= -\frac{u'(u'^2 + U'^2)}{8}(1+b) + \frac{(3u'^2 + U'^2)w}{4} - u'w^2, \\ \frac{\delta G'}{f} &= -\frac{U'(u'^2 + U'^2)}{8}(1+b) + \frac{u'U'w}{2}, \end{aligned} \right\} (XI,68)$$

где $\frac{\delta g'}{f}$ и $\frac{\delta G'}{f}$, очевидно, значения aberrаций в угловой мере, отнесенные к пространству предметов.

Напомним, что коэффициент деформации b входит в уравнение меридионального сечения поверхности:

$$y^2 = 2rx - (1+b)x^2.$$

В случае конических сечений

$$b = -e^2 = \pm \frac{\bar{b}^2}{a^2} - 1,$$

где e —эксцентриситет кривой; \bar{a} и \bar{b} —полуоси кривой конического сечения.

В общем случае уравнение сечения поверхности зеркала имеет следующий вид:

$$y^2 = 2rx + a_2 x^2,$$

Таблица 43

Основные параметры зеркал различных форм

Значения коэффициента деформации b	Величины эксцентриситета $e = \sqrt{-b}$	Значения коэффициента $a_2: a_2 = -(1+b)$	Форма зеркала
$b < -1$	$e > 1$	$a_2 > 0$	Гиперболоид
$b = -1$	$e = 1$	$a_2 = 0$	Параболоид
$0 > b > -1$	$0 < e < 1$	$-1 < a_2 < 0$	Эллипсоид
$b = 0$	$e = 0$	$a_2 = -1$	Сфероид
$b > 0$	e —мнимые	$a_2 < -1$	Эллипсоид, получаемый вращением эллипса вокруг малой оси

где $a_2 = -(1+b)$. В табл. 43 приведена классификация формы зеркала в зависимости от области численных значений e , b и a_2 .

Как видно из таблицы, коническим сечениям (с вещественным значением эксцентриситета e) соответствуют отрицательные величины коэффициента деформации b ; положительным значениям коэффициента b ($b > 0$) соответствует эллиптическое зеркало, получаемое вращением эллипса вокруг его малой оси. Особого практического интереса зеркала подобной формы не представляют.

На рис. 206 представлены сечения зеркала различной формы, имеющие одинаковые радиусы кривизны в вершине и отличающиеся друг от друга лишь во внепараксиальной области.

Таким образом, из уравнения (XI,59) всегда можно определить значение радиуса кривизны r в вершине зеркала, при котором положение параксиального изображения, определяемое отрезком s'_0 , окажется наперед заданным и будет соответствовать заданному расстоянию s точечного объекта. Остается свободным коэффициент b , изменяющий форму поверхности зеркала и тем самым влияющий на ее aberrации.

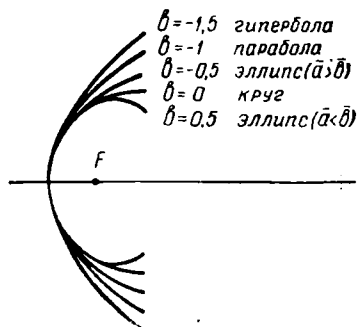


Рис. 206. Классификация зеркал различных форм

Б. Влияние формы зеркала на его aberrации. Анаберрационные поверхности

Из формул (XI,60—XI,62) следует, что если плоскость входного луча не совмещена с вершиной зеркала ($y=x \neq 0$), то, варьируя величину коэффициента b , можно изменять параметр K^* , а следовательно, влиять на величину всех монохроматических aberrаций, за исключением aberrации кривизны (петцвальевой кривизны) поверхности изображения, зависящей от коэффициента S_{IV} ; на величину последнего параметр b не оказывает влияния.

В светоптических системах, имеющих обычно большую апертуру, но малое поле, исправляются главным образом сферическая aberrация и кома. Это требует равенства нулю первых двух коэффициентов aberrаций (XI,61)—(XI,62):

$$\left. \begin{aligned} S_{I, asph} &= \frac{1}{4} h (\beta_0 - 1) [(\beta_0 + 1)^2 + b (\beta_0 - 1)^2] = 0, \\ S_{II, asph} &= \frac{1}{4} x (\beta_0 - 1) [(\beta_0 + 1)^2 + b (\beta_0 - 1)^2] + \\ &+ \frac{1}{2} (1 - \beta_0^2) \beta_0 (x - s) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (XI,69)$$

Первый корень этих уравнений $-\beta_0=1$; очевидно, это решение никакого интереса не представляет. Далее из условия

$$(\beta_0 + 1)^2 + b(\beta_0 - 1) = 0$$

находим:

$$b = -\left(\frac{\beta_0 + 1}{\beta_0 - 1}\right)^2; \quad (\text{XI}, 70)$$

но при этом значении b для второго уравнения (XI,69) находим:

$$S_{II} = \frac{1}{2}(1 - \beta_0^2)\beta_0(x - s) = 0. \quad (\text{XI}, 70')$$

Это уравнение имеет три решения: 1) $\beta_0 = \pm 1$; 2) $\beta_0 = 0$; 3) $x = s$. Практический интерес имеет лишь первое решение ($\beta_0 = -1$); для всех других значений увеличений, если скорректирована сферическая абберация, то кома не может быть исправлена ни деформацией формы зеркала, ни выбором положения зрачка x .

Заметим, что этот вывод непосредственно следует из выражений (XI, 66), написанных для положения зрачка $x=0$, если воспользоваться одной теоремой теории аббераций, которая гласит: при исправлении первых t аббераций третьего порядка последующая $(t+1)$ абберация не будет зависеть от положения зрачка. Иными словами, при исправлении сферической абберации следующая абберация—кома—не будет зависеть от положения зрачка x , а коэффициент b в выражении S_{II} (XI,66) отсутствует и, следовательно, его вариации так же не влияют на кому.

Остается подробнее исследовать влияние формы зеркала (определяемой коэффициентом деформации b) на величину сферической абберации при заданном увеличении β_0 и расстоянии плоскости предметов s и установить условия, при которых зеркало будет оставаться анаберрационным не только в области аббераций третьего порядка, но и для широких пучков лучей, выходящих из точки на оси.

1) В области аббераций третьего порядка, как следует из (XI,69)—(XI,70'), сферическая абберация будет полностью исправлена для заданных значений s и s'_0 и, следовательно, для заданного увеличения $\beta_0 = -\frac{s'_0}{s}$, если форма зеркала выбрана из условия (XI,70). Это условие указывает на то, что для любых значений β_0 , если требуется соблюсти условие безабберационности, коэффициент b должен быть задан отрицательным, т. е. сечение зеркала всегда будет коническим.

Изображение точки на оси окажется безабберационным при следующей форме зеркал:

а) если $\beta_0 = 0$, что соответствует бесконечно удаленной плоскости предметов, то $b = -1$ и форма зеркала параболоидальная;

б) если $\beta_0 = -\frac{s'}{s} < 0$, чему соответствуют любые положительные значения s и s' , то коэффициент b окажется в пределах численных значений $0 > b > -1$; форма зеркала—эллипсоидальная;

в) если $\beta_0 = -\frac{s'}{s} = -1$, то $b=0$; форма зеркала—сферическая; изображение и предмет расположены в центре сферического зеркала ($s'=s=r$), как следует из (XI,59);

г) если $\beta_0 = -\frac{s'}{s} > 0$, то $b < -1$; форма зеркала—гиперболоидальная; отрезки s и s' имеют разные знаки;

д) если $\beta_0 = +1$, то $s' = -s$ и $b \rightarrow \infty$; это—случай плоского зеркала.

Таковы основные типы анаберрационных отражающих поверхностей. Мы установили их на основе выражения (XI, 70). Любопытно, что все эти анаберрационные поверхности имеют одинаковый коэффициент комы S_{II} (XI,70'), не зависящий от параметра b . Следовательно, при одинаковых параксиальных (гауссовых) величинах s , x и β_0 они будут иметь одинаковые отступления от условия изопланатизма (X,42'')

$$\eta = \frac{\delta\beta}{\beta_0} + \frac{\delta s'}{x_0 - s'_0},$$

где $\delta s'$ —продольная сферическая aberrация; $\delta\beta = \beta_u - \beta_0$ —отступление от условия синусов:

$$\beta_0 = \frac{n\alpha}{n'\alpha'} = -\frac{\alpha}{\alpha'} = -\frac{s'}{s}, \quad \beta_u = \frac{n \sin u}{n' \sin u'} = -\frac{\sin u}{\sin u'}.$$

В случае анаберрационных отражающих поверхностей $\delta s' = 0$ и, следовательно, $S_I = 0$; из формулы (X,43'), предположив $I = -\beta_0(x-s)$ и заменив S_{II} выражением (XI,70'), получим формулу, справедливую в области aberrаций третьего порядка:

$$\eta = \left(\frac{\delta\beta}{\beta_0} \right)_{III} = -\frac{1}{4} (1 - \beta_0^2) u_{кр.}^2.$$

(XI,71)

2) Сопоставим результаты предыдущего пункта, полученные на основании теории aberrаций третьего порядка, с выводами, устанавливаемыми из точных формул, легко выводимых для асферических отражающих поверхностей.

Пусть на оптической оси зеркала, образующая которого выражается уравнением

$$y^2 = 2rx - (1 + b)x^2,$$

расположена светящаяся точка S , параксиальное изображение которой находится в точке S'_0 (рис. 207).

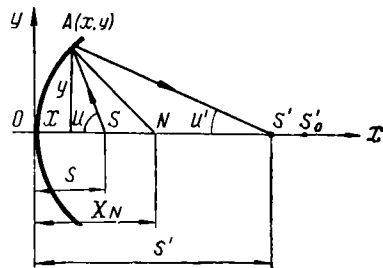


Рис. 207. Отражение внепараксиального луча от асферической поверхности

Рассмотрим некоторый внепараксиальный луч, выходящий из точки S и отразившийся от зеркала в направлении AS' . Для определения координаты s' точки S' построим нормаль AN к поверхности зеркала. Уравнение нормали AN выразится формулой

$$\frac{Y-y}{X-x} = -\frac{dx}{dy} = -\frac{y}{r-(1+b)x},$$

где X и Y —текущие координаты нормали, а x , y —координаты точки A зеркала. Из этого уравнения находим абсциссу X точки N , положив $Y_N=0$:

$$X_N = x + r - (1+b)x.$$

Согласно закону отражения, нормаль AN является биссектрисой угла SAS' этого же треугольника; по известной теореме геометрии можно написать:

$$\frac{\overline{SN}}{NS'} = \frac{\overline{SA}}{S'A}.$$

Возведя обе части этого равенства в квадрат и заменив соответствующие отрезки, входящие в это равенство, их выражениями через координаты точек S , S' , A и N получим:

$$\left\{ \frac{x+r-(1+b)x-s}{s'-[x+r-(1+b)x]} \right\}^2 = \frac{y^2+(s-x)^2}{y^2+(s'-x)^2}.$$

После некоторых преобразований находим:

$$(s+s')[r^2-(1+b)(x^2+y^2)] - 2ss'[r-(1+b)x] = -2rx(r-bx), \quad (\text{XI},72)$$

Это равенство должно быть справедливым и в параксиальной области ($x=0$, $y=0$), где оно принимает следующий вид:

$$(s_0+s'_0)r - 2s_0s'_0 = 0, \quad (\text{XI},72')$$

где через s_0 и s'_0 обозначены значения отрезков s и s' для параксиальной области.

Предположим, что на зеркало падает гомоцентрический пучок и, следовательно, $s=s_0$. Из (XI,72) и (XI,72') получим:

$$\delta s' = x \frac{(r-bx)[(s+s'_0)(1+b)-2r]}{[r-(1+b)x](r-bx-2s)-rx}, \quad (\text{XI},73)$$

где $\delta s' = s' - s'_0$ —продольная сферическая аберрация.

Для бесконечно удаленного предмета ($s=\infty$) из этой формулы находим:

$$\delta s'_\infty = -\frac{(1+b)(r-bx)x}{2[r-(1+b)x]}. \quad (\text{XI},74)$$

Из формулы (XI,73) следует: чтобы зеркало оставалось анаберрационным ($\delta s'=0$), при изображении точки на оси пучками лучей

сколько угодно широкой апертуры: необходимо выполнить условие

$$(s + s_0)(1 + b) - 2r = 0;$$

или, так как в этом случае $s_0 = s'$, получим:

$$b = \frac{2r}{s + s'} - 1.$$

Выразив r через отрезки $s = s_0$ и $s' = s'_0$ (XI,72'), получим:

$$b = -\left(\frac{s - s'}{s + s'}\right)^2 = -\left(\frac{\beta_0 + 1}{\beta_0 - 1}\right)^2,$$

где $\beta_0 = -\frac{s'}{s}$; т. е. получили выражение, аналогичное (XI,70), которое было ранее выведено на основании теории аберраций третьего порядка. Как видим, это условие а н а б е р р а ц и о н н о с т и является абсолютно строгим, т. е. выходящим за пределы области аберраций третьего порядка.

Аналогичным способом вместо приближенного выражения отступления от условия изопланатизма у анаберрационных зеркал (XI,71) напишем его точное выражение.

Из формулы

$$\beta_u = -\frac{\sin u}{\sin u'},$$

произведя в ней замену:

$$\sin u = \frac{y}{\sqrt{y^2 + (s - x)^2}} \quad \text{и} \quad \sin u' = \frac{y}{\sqrt{y^2 + (s' - x)^2}}$$

и воспользовавшись уравнением образующей зеркала, в котором вследствие анаберрационности

$$b = -\left(\frac{s' - s}{s' + s}\right)^2,$$

после элементарных преобразований получим:

$$\beta_u = \frac{ex - s'}{ex + s}, \quad (\text{XI,75})$$

где $e = \sqrt{-b} = \frac{s' - s}{s' + s}$ — эксцентриситет кривой.

Отсюда находим:

$$\frac{\delta\beta}{\beta_0} = \frac{\beta_u - \beta_0}{\beta_0} = \frac{ex(1 - \beta_0)}{(ex + s)\beta_0}, \quad (\text{XI,76})$$

где $\beta_0 = -\frac{s'}{s}$ — параксиальное линейное увеличение. Формула (XI,76) переходит в (XI,71), если произвести в первой из них следующие приближенные замены:

$$x \approx \frac{y^2}{2r} = \frac{1}{4} \left(\frac{s + s'}{ss'}\right) y^2; \quad \frac{y}{s'} \approx u' \quad \text{и} \quad ex + s \approx s.$$

Часто бывает удобнее представить величину β_u не как функцию x (XI,75), а как функцию апертурного угла u в простран-

стве предметов (см. рис. 207); после некоторых преобразований получим

$$\beta_u = \frac{1}{2\beta_0} [1 + \beta_0^2 - (1 - \beta_0^2) \cos u]. \quad (\text{XI}, 76')$$

В. Аберрации сферического и параболического зеркал

Мы останавливаемся более подробно на рассмотрении оптических свойств зеркал указанных форм по двум причинам: технология их изготовления сравнительно хорошо разработана* и, следовательно, подобные зеркала можно применять во всех необходимых случаях. За последние годы они начинают находить все более широкое применение в оптических системах, главным образом высокой светосилы—как в качестве компонентов этих систем, так и в качестве самостоятельных простейших систем.

Назовем оптику всякого рода следящих устройств, проектирующую улавливаемые лучистые потоки (в видимой или инфракрасной областях спектра) на различные приемники, в частности фотоэлементы. Вследствие больших дистанций действия и слабости излучаемых объектами потоков оптические системы должны иметь возможно большие зрачки, а вследствие малой площади входных окон приемников радиации высокой чувствительности оптические системы должны быть возможно короткофокусными; отсюда—особые требования к высокой светосиле этих систем.

Невозможность одновременного достижения большого поля обзора заставляет осуществлять их в виде систем «сканирующих», т. е. обозревающих определенные области пространства объектов в предписанной последовательности в результате непрерывного изменения направления оси визирования; при этом «мгновенное» (собственное) поле зрения системы остается небольшим.

Из общих выражений аберраций третьего порядка (XI,60) следует, что если входной зрачок расположен в плоскости, проходящей через вершину зеркала, то $y = x = 0$; воспользовавшись значениями коэффициентов аберраций (XI,66), получим:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= \frac{1}{8} h (\beta_0 - 1) [(\beta_0 + 1)^2 + b (\beta_0 - 1)^2] u' (u'^2 + U'^2) - \\ &\quad - \frac{1}{4} h (\beta_0^2 - 1) (3u'^2 + U'^2) \omega + h (\beta_0 - 1) u' \omega^2, \\ \delta G' &= \frac{1}{8} h (\beta_0 - 1) [(\beta_0 + 1)^2 + b (\beta_0 - 1)^2] U' (u'^2 + U'^2) - \\ &\quad - \frac{1}{2} h (\beta_0^2 - 1) u' U' \omega, \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI}, 77)$$

где

$$h = -\beta_0 s, \quad u' = \frac{m}{s'}, \quad U' = \frac{M}{s'}, \quad \beta_0 = -\frac{s'}{s}.$$

* Имеются в виду параболические поверхности невысокого класса точности, пригодные для осветительных систем.

Первые члены в обеих формулах выражают поперечную сферическую aberrацию; вторые члены—aberrацию комы; третий член в первой формуле определяет меридиональное отклонение луча (астигматизм и кривизну); этот член (пропорциональный квадрату угла ω^2) во второй формуле отсутствует, что говорит о стабильной коррекции сагиттального отклонения луча.

Для бесконечно удаленной плоскости предметов ($s = \infty$) из (XI,63) и (XI,67) приходим к написанным выше формулам (XI, 68):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta g'}{f} &= -\frac{u'(u'^2 + U'^2)}{8}(1+b) + \frac{(3u'^2 + U'^2)\omega - u'\omega^2}{4}, \\ \frac{\delta G'}{f} &= -\frac{U'(u'^2 + U'^2)}{8}(1+b) + \frac{u'U'\omega}{2}, \end{aligned} \right\} \text{(XI,78)}$$

где

$$u' = \frac{m}{f}, \quad U' = \frac{M}{f}.$$

Заметим, что эти частные формулы при $s = \infty$ могут быть получены из (XI,77), если предположить в них, что $\beta_0 = -\frac{s'}{s} = 0$, $h=f$ (так как $\alpha' = 1$) и $s' = f$.

1) А б е р р а ц и и с ф е р и ч е с к о г о з е р к а л а получим из (XI, 77), предположив, что $b=0$:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= \frac{1}{8} h (\beta_0 - 1) (\beta_0 + 1)^2 u' (u'^2 + U'^2) - \\ &- \frac{1}{4} h (\beta_0^2 - 1) (3u'^2 + U'^2) \omega + h (\beta_0 - 1) u' \omega^2, \\ \delta G' &= \frac{1}{8} h (\beta_0 - 1) (\beta_0 + 1)^2 U' (u'^2 + U'^2) - \\ &- \frac{1}{2} h (\beta_0^2 - 1) u' U' \omega. \end{aligned} \right\} \text{(XI,79)}$$

Эффективное значение $\beta_{\text{эф}}$ в плоскости наименьшего кружка рассеяния лучей определится из формулы (XI,15), в которой следует принять, что $I = \beta_0 s = -s'$ и $\gamma_{\text{ар}} = 1$, а величины S_I и S_{II} — из (XI,66), предположив, что $b=0$:

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - \frac{3}{32} \beta_0 (1 - \beta_0) (1 - \beta_0^2) u'_{\text{кр}}'^2, \quad \text{(XI,79')}$$

где $\beta = -\frac{s'}{s}$.

Для бесконечно удаленной плоскости предметов из (XI, 78) находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta g'}{f} &= -\frac{u'(u'^2 + U'^2)}{8} + \frac{(3u'^2 + U'^2)\omega - u'\omega^2}{4}, \\ \frac{\delta G'}{f} &= -\frac{U'(u'^2 + U'^2)}{8} + \frac{u'U'\omega}{2}, \end{aligned} \right\} \text{(XI,80)}$$

где $f = \frac{r}{2}$.

В частности, продольная сферическая aberrация третьего порядка сферического зеркала равна:

$$(\delta s')_{III} = \frac{\delta g'}{u'} = -\frac{f}{8} u'^2 = -\frac{1}{8} \frac{h^2}{f}; \quad (XI, 80')$$

напомним, что простая линза имеет минимальную сферическую aberrацию (см. табл. 39) при $P_{min} = 2,14$ ($n=1,5$):

$$(\delta s')_{III} = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f'} P \approx -\frac{h^2}{f'},$$

т. е. в 8 раз бóльшую, чем у сферического зеркала.

Точное значение сферической aberrации сферического зеркала при $s=\infty$ непосредственно определяется из (XI,74); положив, что $b=0$:

$$\delta s' = -\frac{1}{2} \frac{rx}{r-x}. \quad (XI, 81)$$

Заметим, что эта точная формула переходит в приближенную, если принять, что $x \approx \frac{y^2}{2r}$ и что $r^2 \gg y^2$.

Однако, как показывают численные расчеты, приближенная формула (XI, 80') дает вполне удовлетворительные результаты от очень больших относительных отверстий зеркала до отверстий порядка 1 : 1. В табл. 44 приведены сравнительные расчеты сферической aberrации зеркала, у которого $r=100$ ($f=50$). Вычисления выполнены по формулам: приближенной (XI,80') и точной (XI,80).

Обычно в оптических системах следящих устройств aberrации в угловой мере могут достигать 10' (минут), а иногда и бóльших величин.

В формулах (XI,80) величины $\frac{\delta g'}{f}$ и $\frac{\delta G'}{f}$ в угловой мере выражают aberrации в плоскости Гаусса.

Таблица 44

Сферическая aberrация сферического зеркала

$r = 100; f = 50; s = \infty; u = 0$

h	3,5	7,0	14,0	28,0	53,0
$(\delta s')_{III} (XI, 80')$	-0,03	-0,12	-0,49	-1,90	-7,00
$\delta s' (XI, 80)$	-0,03	-0,12	-0,49	-2,02	-8,96

Пусть, например, радиус кружка рассеяния лучей в центре поля в плоскости наименьшего кружка рассеяния может достигать 10'; это значит, что в гауссовой плоскости aberrация будет в 4 раза

большой и достигнет $40'$, или в радианной мере $0,012$. Из (XI, 80) определим апертурный угол зеркала:

$$0,012 = \frac{1}{8} u'^3; \quad u' = 0,46.$$

Отсюда определится возможное относительное отверстие зеркала:

$$\frac{2h}{f} = 2u' = 0,96 = 1 : 1,04.$$

Теперь можно вычислить максимальный угол поля зрения ω зеркала, исходя из найденного апертурного угла $u' = 0,46$ и допустимой на краю поля абберации $\frac{\delta g'}{f} = 0,024$, т. е. в 2 раза бóльшей, чем в центре поля. Из той же формулы (XI, 80) находим:

$$-0,024 = -\frac{1}{8} u'^3 + \frac{3}{4} u'^2 \omega - u' \omega;$$

отсюда

$$\omega = -0,064; \quad 2\omega = 7^\circ;$$

2) А б е р р а ц и и п а р а б о л и ч е с к о г о з е р к а л а получим из тех же формул (XI,77), предположив, что $b = -1$:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= \frac{1}{2} h \beta_0 (\beta_0 - 1) u' (u'^2 + U'^2) - \\ &\quad - \frac{1}{4} h (\beta_0^2 - 1) (3u'^2 + U'^2) \omega + h (\beta_0 - 1) u' \omega^2, \\ \delta G' &= \frac{1}{2} h \beta_0 (\beta_0 - 1) U' (u'^2 + U'^2) - \frac{1}{2} h (\beta_0^2 - 1) u' U' \omega. \end{aligned} \right\} \text{(XI,82)}$$

Эффективное значение $\beta_{\text{эф}}$ в плоскости наименьшего кружка рассеяния лучей определится из формулы (XI,15), в которой следует принять $I = \beta_0 s = -s'$ и $\gamma_{\text{зр}} = -1$, а коэффициенты S_I и S_{II} — из (XI,66), предположив, что $b = -1$:

$$\beta_{\text{эф}} = \beta_0 - \frac{3}{16} \beta_0 (1 - \beta_0)^2 u'_{\text{кр}}^2. \quad \text{(XI,83)}$$

Для бесконечно удаленной плоскости предметов из (XI,78) находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta g'}{f} &= \frac{(3u'^2 + U'^2)}{4} \omega - u' \omega^2, \\ \frac{\delta G'}{f} &= \frac{u' U' \omega}{2}, \end{aligned} \right\} \text{(XI,83)}$$

т. е. первые члены ряда, пропорциональные третьей степени апертурного угла и определяющие сферическую абберацию, обратились в нуль. Оставшиеся члены выражений (XI,83) выражают кому, а член $u' \omega^2$ — меридиональное отклонение луча (кривизну и астигматизм); эти члены аббераций в точности такие же, как и в случае сферического зеркала (XI,80). В частности, расстояние

(x'_m) меридиональных фокусов астигматического пучка от плоскости Гаусса равно (X,47):

$$x'_m = f\omega^2;$$

радиус кривизны R'_m поверхности изображения, образуемого меридиональными пучками (X,47"), зависит лишь от вершинного радиуса зеркала:

$$R'_m = \frac{l'^2}{2x'_m} = \frac{(f\omega)^2}{2f\omega^2} = \frac{f}{2} = \frac{r}{4}; \quad (\text{XI},84)$$

таким же он будет у вогнутых зеркал всех форм, имеющих одинаковые величины r .

Кривизна поверхности изображения, образуемого сагиттальными пучками, отсутствует ($R'_s = \infty$), так как $S_{III} + I^2 S_{IV} = 0$.

Точное значение сферической aberrации параболического зеркала для конечных расстояний предмета находится из (XI,73), если принять $b = -1$:

$$\delta s' = \frac{(2f+x)x}{s-f}, \quad (\text{XI},85)$$

где

$$x \approx \frac{y^2}{2r} = \frac{y^2}{4f}.$$

Легко видеть, что оно переходит в приближенное выражение сферической aberrации третьего порядка, определяемой первым членом формулы (XI,82), если допустить приближение $(2f+x)x \approx 2fx$:

$$\delta s'_{III} = \frac{1}{2} h \beta_0 (\beta_0 - 1) u'^2, \quad (\text{XI},86)$$

где

$$h = -\beta_0 s; \quad \beta_0 = -\frac{s'}{s} \quad \text{и} \quad u' = \frac{y}{s'}.$$

Для сравнения результатов, получаемых с помощью формул (XI,85) и (XI,86), в табл. 45 приведены величины сферической aberrации параболического зеркала для случая, когда светящаяся точка расположена на двойном фокусном расстоянии ($s=2f$); в этих условиях, весьма важных для испытания параболических зеркал, формула (XI,85) принимает следующий вид:

$$\delta s' = \left(2 + \frac{y^2}{4f^2}\right) \frac{y^2}{4f}.$$

Таблица 45

Сферическая aberrация параболического зеркала
 $r = 100; f = 50; s = 2f = 100; \beta_0 = -1$.

y	5	10	15	20	25
$\delta s'_{III}$ (XI,86)	0,25	1,00	2,25	4,00	6,25
$\delta s'$ (XI,85)	0,25	1,00	2,27	4,08	6,43

Рассмотрение данных этой таблицы показывает, что вплоть до отверстий 1 : 1 расхождения значений, полученных из точной формулы (XI, 85) и приближенной формулы (XI, 86) не превышает 3%.

Любопытно отметить, что в случае сферического зеркала при $s=2f$ сферическая аберрация будет равна нулю и это же зеркало при $s = \infty$ (см. табл. 44) и отверстия 1 : 1 будет иметь аберрацию в 3 с лишним раза меньше, чем параболическое зеркало для конечного расстояния предмета $s=2f$, но иметь противоположный знак.

Эффективное значение $\beta_{эф}$ у параболического зеркала в плоскости наименьшего кружка рассеяния лучей (XI, 83) при $s=2f$ и отверстия 1 : 1 ($u'=0,25$) будет равно:

$$\beta_{эф} = -0,95.$$

§ 4. РАСЧЕТ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫХ ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Зеркальные элементы с наружным отражающим слоем применяются преимущественно лишь в закрытых (герметизированных) оптических приборах—в условиях, когда исключена возможность механического повреждения или загрязнения наружного отражающего слоя.

Этот слой особенно быстро разрушается в осветительных системах, когда источником является электрическая дуга, продукты горения которой оседают на зеркальной поверхности. Однако зеркальные элементы не вносят хроматизма и свободны от неизбежных световых рефлексов от лицевой преломляющей поверхности стеклянного зеркала с внутренним отражающим слоем, которым покрывается задняя поверхность менискообразной линзы.

В последнее время начинают применяться интерференционные [91] зеркала «холодного света» с наружным покрытием; интерференционный слой обладает большой прочностью—сравнимой с прочностью стеклянной поверхности отражателя, посеребренного с задней стороны. Но пока в осветительных системах продолжают применяться почти исключительно стеклянные отражатели, которые отличаются различными формами менискообразных линз, тыльная поверхность которых покрыта отражающим слоем; эти поверхности линз могут иметь различные аксиально симметричные формы—как сферические, так и асферические.

А. Стеклянные отражатели сфероидальной формы

Сферическая аберрация любого стеклянного зеркала складывается из аберрации, создаваемой преломляющей поверхностью, и аберрации отражающей поверхности. Естественно компенсировать аберрацию, вносимую отражающей поверхностью, аберрацией преломляющей поверхности с целью получения безаберрационного стеклянного зеркала. Подобную задачу поставил еще в 1876 году французский инженер Манжен.

Зеркало Манжена представляет собой линзовый мениск со сферическими поверхностями; выпуклая поверхность его покрыта отражающим слоем. Система определяется двумя параметрами — радиусами кривизны поверхностей. Выкладки, в свое время выполненные Манженем, оказались не вполне правильными: его решение задачи не выходит за пределы параксиальной оптики.

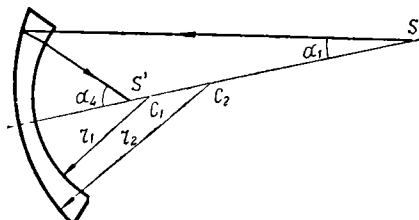


Рис. 208. Стеклоый отражатель сфероидальной формы

Решим эту задачу, опираясь на теорию аберраций третьего порядка.

Зеркало Манжена удовлетворяет двум условиям: оно имеет заданное фокусное расстояние и сферическая аберрация его исправлена.

Рассмотрим общий случай, когда тонкая система имеет параксиальное увеличение β_0 . Предположив, что угол с оптической осью первого параксиального луча в пространстве предметов $\alpha_1 = -\beta_0$, а в пространстве изображений $\alpha_4 = 1$, из (X,1) находим (рис. 208) угол с осью α_2 луча в стекле до отражения его от зеркала:

$$n\alpha_2 + \beta_0 = h \left(\frac{n-1}{r_1} \right); \quad (\text{XI},87)$$

после отражения луч вторично преломляется через ту же поверхность радиуса r_1 , образуя с осью угол α_3 :

$$-1 + n\alpha_3 = h \frac{(-1+n)}{r_1}, \quad (\text{XI},87')$$

где показатель преломления среды после отражения луча принят со знаком минус.

Из последних двух равенств имеем:

$$\alpha_3 = \alpha_2 + \frac{\beta_0 + 1}{n}. \quad (\text{XI},88)$$

Предполагая, что отражатель тонкий, первый коэффициент сферической аберрации S_I представится в виде (X,82):

$$S_I = h \sum_{k=1}^{k=3} \left(\frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha_k}{n_k} = h (P_1^* + P_2^* + P_3^*), \quad (\text{XI},89)$$

где

$$\left. \begin{aligned} P_1^* &= \frac{n(\alpha_2 + \beta_0)^2(\alpha_2 + \beta_0 n)}{(n-1)^2}, \\ P_2^* &= -\frac{1}{4} n(\alpha_3 - \alpha_2)^2(\alpha_3 + \alpha_2), \\ P_3^* &= \frac{n(1 - \alpha_3)^2(\alpha_3 - n)}{(n-1)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI},89')$$

Воспользовавшись (XI,88), после исключения α_3 , получим:

$$\frac{(n-1)^2}{2nh} S_I = \alpha_2^3 + A\alpha_2^2 + B\alpha_2 + C, \quad (\text{XI},90)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left[(2+n)(\beta_0-1) + \frac{3(\beta_0+1)}{n} \right], \\ B &= \frac{(1+2n)}{2} \beta_0^2 - \frac{(2+n)(\beta_0+1)}{n} + \\ &+ \left[3 - \frac{1}{2}(n-1)^2 \right] \frac{(\beta_0+1)^2}{2n^2} + n + \frac{1}{2}, \\ C &= \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\beta_0-1}{n} \right)^2 \left(\frac{\beta_0+1}{n} - n \right) - \right. \\ &\left. - \frac{1}{4}(n-1)^2 \left(\frac{\beta_0+1}{n} \right)^3 + n\beta_0^3 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI},90')$$

Задавая S_I значение нуля (или близкое к нулю после учета aberrаций высших порядков в результате тригонометрического расчета), решаем уравнение (XI,90) известным способом, а именно: введя новую вспомогательную переменную $\bar{\varepsilon}$:

$$\bar{\varepsilon} = \alpha_2 + \frac{A}{3}, \quad (\text{XI},91)$$

приводим уравнение (XI,90) к следующему виду:

$$\bar{\varepsilon}^3 + 3p\bar{\varepsilon} + 2q = 0, \quad (\text{XI},92)$$

где

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{3} \left(B - \frac{1}{3}A^2 \right), \\ q &= \frac{1}{2} \left[\frac{2}{27}A^3 - \frac{1}{3}AB + C - \frac{(n-1)^2}{2nh} S_I \right]. \end{aligned}$$

Как показывают исследования, у этого уравнения $p > 0$, а дискриминант уравнения ($D = q^2 + p^3$) положителен и, следовательно, оно имеет лишь одно действительное решение:

$$\bar{\varepsilon} = 2 \sqrt[3]{p} \operatorname{sh} \frac{\Phi}{3}, \quad (\text{XI},93)$$

где

$$\operatorname{sh} \Phi = - \frac{q}{p^{3/2}}.$$

Остальные два корня—мнимые.

Рассмотрим пример расчета сфероидного стеклянного отражателя типа Манжена в случае, когда плоскость предметов бесконечно удалена ($\alpha_1 = -\beta_0 = 0$) или—в обратном ходе лучей—бесконечно удалена плоскость изображений.

Положив в уравнении (XI,90) $S_I = 0$ и $\beta_0 = 0$, находим:

$$\alpha_2^3 + A_\infty \alpha_2^2 + B_\infty \alpha_2 + C_\infty = 0,$$

где

$$A_{\infty} = \frac{1}{2} \left[-(2+n) + \frac{3}{n} \right],$$

$$B_{\infty} = -\frac{2+n}{n} + \left[3 - \frac{1}{2}(n-1)^2 \right] \frac{1}{2n^2} + n + \frac{1}{2},$$

$$C_{\infty} = \frac{(n-1)^2}{2n^3} \left(\frac{5}{4} - n^2 \right).$$

Предположив, что $n=1,5$, получим:

$$\alpha_2^3 - 0,750\alpha_2^2 + 0,305\alpha_2 - 0,0555 = 0.$$

После перехода к переменной $\bar{\varepsilon} = \alpha_2 - 0,250$ будем иметь:

$$\bar{\varepsilon}^3 + 0,1175\bar{\varepsilon} - 0,0106 = 0,$$

где (XI,92)

$$p = 0,0392 \quad \text{и} \quad q = -0,0053.$$

Отсюда:

$$sh \varphi = 0,684; \quad \varphi = 0,640; \quad \bar{\varepsilon} = 2\sqrt{p} sh \frac{\varphi}{3} = 0,083.$$

Следовательно

$$\alpha_2 = \bar{\varepsilon} + 0,250 = 0,333; \quad (\text{XI},94)$$

и из (XI,88) находим:

$$\alpha_3 = \alpha_2 + \frac{1}{n} = 1,000.$$

Непосредственная контрольная подстановка в (XI,89) дает

$$P_1^* = 0,225; \quad P_2^* = -0,224; \quad P_3^* = 0,000,$$

т. е. коэффициент S_I равен нулю с точностью, достижимой логарифмической линейкой, с помощью которой задача решалась.

Радиусы стеклянного зеркала определяем из (XI,87) и (X,I):

$$r_1 = \frac{h(n-1)}{n\alpha_2} = 1,00f; \quad r_2 = \frac{2h}{\alpha_2 + \alpha_3} = 1,50f, \quad (\text{XI},94')$$

где $h = f$, так как $\alpha' = \alpha_4 = 1$.

Обращаем внимание, что при $\beta_0 = 0$ величина составляющей коэффициента aberrации P_3^* исчезающе мала (в пределах точности логарифмической линейки эта величина равна нулю). Иными словами, aberrацией луча при втором его преломлении можно пренебречь. Объясняется это тем, что луч при втором преломлении весьма мало изменяет свое направление. Это обстоятельство позволяет принимать во внимание (при составлении уравнения (XI,89) для случая, когда $\beta_0 = 0$) лишь составляющие P_1^* и P_2^* .

Вместо (XI,90) приходим к существенно более простому уравнению:

$$\alpha_2^3 - \frac{1}{2} \left(\frac{n-1}{n} \right)^2 \alpha_2 - \frac{1}{4} \frac{(n-1)^2}{n^3} = 0. \quad (\text{XI},95)$$

Оно свелось к виду (XI,92), где

$$\bar{\varepsilon} = \alpha_2; \quad p = -\frac{1}{6} \left(\frac{n-1}{n} \right)^2; \quad q = -\frac{(n-1)^2}{8n^3}.$$

Уравнение (XI,95) решается в общем виде, т. е. корень уравнения α_2 непосредственно выражается через n . Так как дискриминант уравнения $D = q^2 + p^3 > 0$, то уравнение имеет лишь одно действительное решение. Находим его из формулы Кардана:

$$\alpha_2 = \bar{\omega} + \bar{v},$$

$$\text{где } \bar{\omega} = \sqrt[3]{-q + \sqrt{D}} \quad \text{и} \quad \bar{v} = \sqrt[3]{-q - \sqrt{D}}.$$

После соответствующей подстановки получим:

$$D = q^2 + p^3 = \frac{(n-1)^4}{n^6} \left[\frac{1}{64} - \frac{(n-1)^2}{216} \right] \approx \frac{(n-1)^4}{(2n)^6};$$

отсюда

$$\alpha_2 = \sqrt[3]{\frac{(n-1)^2}{4n^3}}. \quad (\text{XI,96})$$

Воспользовавшись (XI,88) и предположив, что $\beta_0 = 0$, из (XI,94') находим:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{n-1}{n} \left(1 + \frac{1}{2n\alpha_2} \right). \quad (\text{XI,97})$$

Таково должно быть отношение радиусов стеклянного сферического отражателя для того, чтобы сферическая aberrация третьего порядка при $\beta_0 = 0$ была скорректирована.

При $n = 1,5$ из (XI,96) и (XI,97) находим:

$$\alpha_2 = \frac{1}{3} \quad \text{и} \quad \frac{r_1}{r_2} = \frac{2}{3},$$

что согласуется с (XI,94) и (XI,94').

Как видим, радиусы кривизны обеих поверхностей довольно сильно отличаются друг от друга, вследствие чего толщина зеркала на краю оказывается большой, что приводит к довольно большому весу системы и значительной хроматической aberrации. Подобные зеркала претерпевают неравномерный нагрев при использовании их в кинопроекторных установках.

Вследствие указанных обстоятельств зеркала Манжена применяются только небольших диаметров—до 20—25 см. Часто пользуются зеркалами с уменьшенной разностью кривизн поверхностей; у таких систем сферическая aberrация не полностью исправлена, но их вес при этом существенно уменьшается; хроматическая aberrация оказывается так же меньшей.

Сферические отражатели с неконцентрическими поверхностями, в частности типа Манжена, применяются в кинопроектор-

ной аппаратуре. Например, стеклянный отражатель типа Манжена применен в стационарном 35-мм кинопроекторе СКП-26. Отражатель имеет диаметр 250 мм, фокусное расстояние 117 мм и угол охвата при работе отражателя в параллельном пучке отраженных лучей 135° ; схема оптики осветительной системы—катадиоптрическая: сферический отражатель и собирательная линза. Полезный световой поток этого проектора при пламенной дуге 55 а и напряжении 45 в составляет 1600 лм. У стационарного 35-мм кинопроектора КПП-1, имеющего световую мощность 3000 лм, наряду с применением дуги интенсивного горения постоянного тока 60 а и 40 в осуществлен более сложный асферический (эллипсоидальный) стеклянный отражатель диаметром 350 мм и углом охвата 140° ; его фокусное расстояние равно 120 мм.

Рассмотрим метод расчета стеклянных отражателей асферической формы.

Б. Стеклянные отражатели сферо-эллипсоидальной формы

Сферо-эллипсоидальный отражатель представляет собой линзовый мениск, у которого выпуклая поверхность, имеющая эллипсоидальную форму, покрыта отражающим слоем, а вогнутая— преломляющая поверхность— сфероидальная (рис. 209). Эти отражатели применяются только в тех случаях, когда необходимо изобразить источник на близком расстоянии. В частности, такие осветители применяются в кинопроекторах повышенной световой мощности, например в отечественном стационарном кинопроекторе КПП-1. Отражатель позволяет

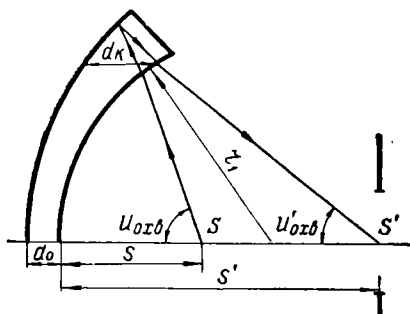


Рис. 209. Сферо-эллипсоидальный стеклянный отражатель

использовать световой поток источника, излучаемый внутри большого телесного угла, соответствующего углу охвата $2u_{0xb} = 140^\circ$.

Расчет отражателя рационально выполнять, исходя из следующих предпосылок:

а) при заданном угле охвата $2u_{0xb}$ и заданном расстоянии s источника от лицевой поверхности отражателя устанавливается параксиальное увеличение β_0 системы с учетом: необходимых размеров $2l$ изображения источника (не меньших, например, диагонали освещаемого кинокадра или диаметра зрачка проекционного объектива, если источник изображается в плоскости зрачка и т. п.), диаметра $D_{ист}$ изображаемой части светящегося тела (например, кратера угольной дуги) и закона изменения отношения синусов

$\sin u : \sin u'$ по отверстию зрачка осветителя; для анаберрационных отражателей можно принять зависимость (XI,76'):

$$\beta_u = \frac{1}{2\beta_0} [1 + \beta_0^2 - (1 - \beta_0^2) \cos u],$$

где

$$\beta_u = \frac{\sin u}{\sin u'};$$

б) радиус лицевой сферической поверхности r_1 определяется из условий, чтобы разность толщин стеклянного отражателя в центре d_0 и на краю d_k была по возможности малой, что обеспечит более равномерный нагрев зеркала;

в) параметр тыльной эллипсоидальной поверхности отражателя ($b = -e^2$) определяется из условия исправления сферической аберрации всего зеркала, т. е. из условия компенсации аберраций преломляющих поверхностей—абберацией отражающей поверхности.

Порядок выполнения пункта а) условий был изложен в главе IX; взаимосвязь оптических и фотометрических параметров в проекционно-осветительной установке была в этой главе достаточно подробно рассмотрена.

Радиус лицевой сферической поверхности r_1 рационально определить, исходя из условий обеспечения возможно равномерного нагрева зеркала. Для избежания возникновения больших температурных градиентов, появления напряжений в стекле при неравномерном его нагреве в отражателях следует применять стекло, имеющее возможно малый коэффициент расширения; при этом следует избегать неравномерной толщины стекла в различных зонах отражателя.

Из простых геометрических соображений следует (рис. 210):

$$d_0 + x_1 - x_2 = d_k, \quad (\text{XI},98)$$

где x_1 и x_2 —абсциссы (стрелки) поверхностей, имеющих одинаковую ординату y ; d_k —толщина зеркала на краю.

У зеркал типа Манжена разность $d_k - d_0$ весьма велика; она достигает у этих отражателей $1/3$ от величины стрелки x , а иногда и больше. Ясно, что такая система не может находиться в условиях большого перепада температур.

Нерационально использовать разность толщин $d_k - d_0$ как параметр для исправления сферической аберрации в отражателях, в которых для этих целей уже введена асферическая поверхность. Может возникнуть идея придать лицевой сферической поверхности отражателя такую кривизну, чтобы отразившиеся от нее пучки лучей наилучшим образом сходились в плоскости основного изображения источника. Однако для выполнения этого условия одновременно с необходимостью удовлетворения более в а ж

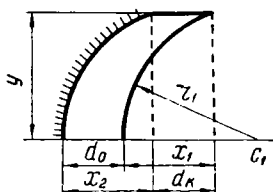


Рис. 210. Выбор толщины стеклянного отражателя

ны м требованиям в системе не хватает свободных параметров; это условие (при необходимости) можно было бы выполнить, лишь поступившись в какой-то мере другими требованиями.

Итак, предположив, что $d_k \approx d_0$, из (XI,98) находим:

$$x_1 - x_2 = d_k - d_0 \approx 0. \quad (\text{XI},99)$$

Абсциссы x_1 и x_2 связаны уравнением

$$y^2 = 2r_1x_1 - x_1^2 = 2r_2x_2 - (1+b)x_2^2. \quad (\text{XI},100)$$

Предположив, что $x_1 = x_2$, получим

$$r_1 = r_2 - \frac{1}{2}bx_2. \quad (\text{XI},101)$$

Можно выразить абсциссу x_2 анаберрационной поверхности через апертурный угол u . Если предположить, что точка-объект и точка-изображение расположены в фокусах анаберрационной поверхности и что, следовательно, условие (XI,70) выполнено; имеем:

$$x_2 = \frac{r_2(\beta_0 - 1)^2}{2\beta_0 \left(\beta_0 \operatorname{ctg}^2 \frac{u}{2} - 1 \right)}. \quad (\text{XI},102)$$

После подстановки в предыдущую формулу находим:

$$r_1 = r_2 \left[1 + \frac{1}{4} \frac{(\beta_0 + 1)^2}{\beta_0 \left(\beta_0 \operatorname{ctg}^2 \frac{u}{2} - 1 \right)} \right] = mr_2. \quad (\text{XI},103)$$

Этим устанавливается соотношение между радиусами отражателя, подсказываемое соображениями технологии его изготовления и условиями эксплуатации.

Предлагаемый ниже метод расчета основывается на совместном решении следующих уравнений:

1) условие сохранения заданного увеличения и заданного расстояния источника от отражателя:

$$\alpha_1 = -\beta_0, \quad h_1 = -s\beta_0, \quad \alpha_4 = 1.$$

2) условие двойного преломления луча (до и после отражения) на лицевой поверхности радиуса r_1 :

$$r_1 = h_1 \left(\frac{n-1}{na_2 + \beta_0} \right) = h_3 \left(\frac{n-1}{na_3 - 1} \right).$$

где α_2 и α_3 — углы с осью первого вспомогательного луча при его прохождении в стекле до и после отражения; h_1 и h_3 — высоты пересечения этого луча с лицевой поверхностью отражателя;

3) условие сохранения заданной толщины стеклянного отражателя в центре d_0 и на краю d_k :

$$r_1 = mr_2,$$

где m — выражение, стоящее в прямых скобках (XI,103).

К этим условиям добавляются известные соотношения между параксиальными величинами:

$$h_2 = h_1 + d_0 \alpha_2; \quad r_2 = \frac{2h_2}{\alpha_2 + \alpha_3}; \quad h_3 = h_2 - d_0 \alpha_3.$$

Совместное решение этой системы зависимостей приводит к кубическому уравнению; проще всего это уравнение составляется относительно α_2 . Множителем при α_2^3 оказывается весьма малая величина $\left(\frac{d_0}{\beta_0 s}\right)^2$, которой вполне можно пренебречь; в этом случае приходим к следующему квадратному уравнению:

$$\bar{A}\alpha_2^2 + \bar{B}\alpha_2 + \bar{C} = 0, \quad (\text{XI},104)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{A} &= 2n \bar{d}_0 \left(mn - \frac{n-1}{2} \right); \\ \bar{B} &= mn(n + 3\beta_0 \bar{d}_0) - (n-1)(n + \beta_0 \bar{d}_0); \\ \bar{C} &= m\beta_0(n + \beta_0 \bar{d}_0) - \frac{1}{2}(n-1)(1 + \beta_0), \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI},104')$$

где $\bar{d}_0 = \frac{d_0}{h_1} = \frac{d_0}{-s\beta_0}$. Как видим, все величины (n, β_0, d_0, m, s) известны; из (XI,104) определяем α_2 .

Остальные неизвестные находим в следующей последовательности:

$$\bullet \quad \left. \begin{aligned} 1. \quad r_1 &= \frac{(n-1)h_1}{n\alpha_2 + \beta_0}; \\ 2. \quad h_2 &= h_1 + d_0 \alpha_2; \\ 3. \quad \alpha_3 &= \frac{r_1 + (n-1)h_2}{nr_1 + (n-1)d_0}; \\ 4. \quad r_2 &= \frac{2h_2}{\alpha_2 + \alpha_3}; \\ 5. \quad s'_0 &= h_3 = h_2 - d_0 \alpha_3. \end{aligned} \right\} \quad (\text{XI},105)$$

Выполнение указанной последовательности расчета важно, так как уравнение (XI,104) является лишь приближенным решением системы формулированных выше зависимостей; система формул (XI,105) предусматривает их строгое выполнение, за исключением условия (XI, 103), которое выполняется лишь приближенно, да и по сути своей не требует строгого выполнения.

Формулируем теперь условие исправления сферической аберрации третьего порядка. Составим выражение коэффициента сферической аберрации третьего порядка:

$$S_I = h_1 \left\{ P_1^* + \frac{h_2}{h_1} \left[P_2^* - \frac{1}{4} nb(\alpha_2 + \alpha_3)^3 \right] + \frac{h_3}{h_1} P_3^* \right\}, \quad (\text{XI},106)$$

где P_1^* , P_2^* и P_3^* представлены выражениями (XI,89').

Предположив, что $S_1=0$, определим из (XI,106) параметр b эллипсоида:

$$b = \frac{4}{nh_2(\alpha_2 + \alpha_3)^3} \sum_{k=1}^{k=3} h_k P_k^*. \quad (\text{XI},107)$$

Рассчитанную систему подвергают тригонометрическому контролю хода лучей с целью определения остаточных аберраций высших порядков и при необходимости последующего внесения коррективов; при такой тонкой корректировке в нешироких пределах может быть изменен параметр эллипса b и радиус r_1 лицевой поверхности.

Рассмотрим пример расчета сферо-эллипсоидального стеклянного отражателя, имеющего оптические характеристики, аналогичные характеристикам осветителя КПТ-1.

Проектор имеет угол охвата $2u_{\text{охв}}=140^\circ$; расстояние источника от лицевой поверхности отражателя $s=136$ мм.

Источником света служит дуга интенсивного горения 8-60, т. е. имеющая силу тока 60 а при диаметре положительного угла 8 мм.

Параксиальное увеличение системы $\beta_0 = -6,1$.

Расчет выполняется в следующей последовательности. Вычисляем коэффициенты уравнения (XI,104):

$$\bar{A} = 0,0272, \quad \bar{B} = 1,503, \quad \bar{C} = -8,337$$

и, решив его, находим $\alpha_2 = 5,080$. Это определено при условии, что $d_0 = 5,5$ мм, $n = 1,50$ и $m = 1,079$ (XI,103); последнее обеспечивает неизменность заданной толщины стеклянного отражателя в центре и на краю. Из (XI,105) последовательно находим: $r_1 = 272,9$; $h_2 = 857,5$; $\alpha_3 = 1,703$; $r_2 = 253,0$; $s'_0 = h_3 = 848,2$; при этом принята нормировка: $\alpha_1 = -\beta_0 = 6,10$, $h_1 = -s\beta_0 = 829,6$, $\alpha_4 = 1$.

Вычисляем коэффициенты P_1^* , P_2^* и P_3^* уравнения (XI,106); для этого воспользуемся их выражениями (XI, 89'):

$$P_1^* = -25,71, \quad P_2^* = -29,39, \quad P_3^* = 0,62.$$

Предположив, что $S_1 = 0$ и $\frac{h_2}{h_1} = 1,033$, $\frac{h_3}{h_1} = 1,022$, из (XI,106) находим: $b = -0,46$ и $e = \sqrt{-b^2} = 0,678$. Заметим, что если бы это был анаберрационный эллиптический отражатель с наружным отражающим слоем, то при том же увеличении $\beta_0 = -6,1$ в соответствии с (XI,70) он имел бы следующий параметр: $b = -\left(\frac{\beta_0 + 1}{\beta_0 - 1}\right)^2 = -0,51$.

Итак, тыльная поверхность рассчитанного отражателя имеет форму эллипсоида, уравнение которого (в меридиональном сечении) имеет следующий вид:

$$y^2 = 2r_2x - (1 + b)x^2 = 506,0x - 0,54x^2;$$

при этом толщина отражателя равна 5,5 мм в пределах всего «светового» отверстия.

У отражателя проектора КПТ-1 радиусы кривизны обеих поверхностей приблизительно одинаковы ($r_1=242,7$; $r_2=243,7$); при диаметре отражателя 350 мм это дает толщину на краю 10 мм при толщине в центре 5,5 мм. Приняв, таким образом, $m=1$ из (XI,104'), находим:

$$\bar{A} = 0,0249, \quad \bar{B} = 1,338, \quad \bar{C} = -7,628, \quad \alpha_2 = 5,198.$$

Из (XI,105) получим:

$$r_1 = 244,4; \quad h_2 = 858,2; \quad \alpha_3 = 1,824; \quad r_2 = 244,4; \quad s'_0 = h_3 = 848,2;$$

при этом принята прежняя нормировка: $\alpha_1 = -\beta_0 = 6,10$; $h_1 = s\beta_0 = 829,6$; $\alpha_4 = 1$.

Из (XI,89') вычисляем составляющие коэффициентов аберраций:

$$P_1^* = -19,28; \quad P_2^* = -29,99; \quad P_3^* = 1,32.$$

Параметр эллипсоидальной отражающей поверхности получим из (XI,106):

$$b = -0,36.$$

Эта величина определена из условия полного исправления сферической аберрации третьего порядка. Последующий точный тригонометрический расчет аберраций лучей, образующих различные апертурные углы с оптической осью, позволяет определить величины аберраций высших порядков, которые начинают особенно сказываться при больших апертурных углах (превышающих $2u=60-80^\circ$). Эти расчеты показывают, что для проектируемого угла охвата 140° сферическая аберрация будет исправлена вблизи края зрачка и недоисправлена для средних зон отверстия зрачка, если несколько откорректировать указанную величину параметра эллипсоида, приняв $b=-0,30$. Заметим, что в отражателе серийного кинопроектора КПТ-1 величина этого параметра равна $b=-0,28$, что приводит к значительному недоисправлению продольной сферической аберрации в пределах всего отверстия. Сферическая аберрация лучей на краю зрачка достигает 30 мм, а для средних зон зрачка превышает 45 мм, в то время как при указанной нами величине $b=-0,30$ аберрация лучей на краю зрачка составит 10 мм, а для средних зон зрачка не превысит 25 мм.

В. Ступенчатые двухзеркальные системы

Выше было показано, что анаберрационные зеркала любой формы (кроме плоского зеркала), исправленные в отношении сферической аберрации для данного положения предмета s и его изображения s' , обладают неустранимым (исключением является

случай, когда $\beta_0 = \pm 1$) отступлением от условия синусов, что приводит к линейным увеличениям расстояний сопряженных точек от оси—различным для различных зон широкого пучка лучей. Эта разность $\delta\beta = \beta_u - \beta_0$ между параксиальным увеличением $\beta_0 = -\frac{s'}{s}$ и функцией $\beta_u = \frac{\sin u}{\sin u'}$ в системах с большим углом охвата $2u$ может достигать нежелательно больших величин. Как было показано выше, в анаберрационных системах (XI,76')

$$\beta_u = \frac{1}{2\beta_0} [1 + \beta_0^2 - (1 - \beta_0^2) \cos u];$$

отсюда

$$\delta\beta = \frac{1}{2\beta_0} [1 - \beta_0^2 - (1 - \beta_0^2) \cos u]. \quad (\text{XI},108)$$

Пусть, например, эллиптическое зеркало изображает источник света с параксиальным увеличением $\beta_0 = -5$. Из условия анаберрационности (XI,70) следует, что $b = -\frac{4}{9}$ и $e = \sqrt{-b} = \frac{2}{3}$.

Пусть $s=100$; отсюда $s'=500$, $r=166,67$, $f=83,33$.

В табл. 46 рассчитаны значения функции β_u и координаты x , y точек профиля зеркала, соответствующие различным апертурным углам u со стороны источника. Величины β_u определены из (XI,76'); координаты x и y проще всего вычислить из формул:

$$x = \frac{r(\beta_0 - 1)^2}{2\beta_0 \left(\beta_0 \operatorname{ctg}^2 \frac{u}{2} - 1 \right)}; \quad y = (s - x) \operatorname{tg} u. \quad (\text{XI},109)$$

Таблица 46

$$\beta_0 = -5; \quad b = -\frac{4}{9}; \quad e = \frac{2}{3}; \quad s = 100; \quad s' = 500; \quad r = 166,67; \quad f = 83,33$$

$2u$	100°	110°	120°	130°	140°
$\beta_u = \frac{1 + \beta_0^2 - (1 - \beta_0^2) \cos u}{2\beta_0}$	-4,1	-4,0	-3,8	-3,6	-3,4
$x = \frac{r(\beta_0 - 1)^2}{2\beta_0 \left(\beta_0 \operatorname{ctg}^2 \frac{u}{2} - 1 \right)}$	25,1	30,8	37,5	45,1	53,5
$y = (s - x) \operatorname{tg} u$	88,9	98,8	108,3	117,8	127,9

Рассмотрение таблицы показывает, сколь существенно изменяется функция β_u для разных зон зеркала—от $\beta_0 = -5$ —в параксиальной области до $\beta_u = -3,4$ —для углов охвата 140°. Это обстоятельство оказывается особенно неблагоприятным при использовании источника света, обладающего спадом яркости от центра

к краям светящегося тела, как, например, это имеет место в случае кратера вольтовой дуги; изображая такой источник вблизи плоскости фильмового окна кинопроектора, получим различное распределение освещенности в плоскости кинокадра от изображения кратера дуги центральными и периферическими зонами зеркала. Периферические зоны изобразят источник с меньшим увеличением и, следовательно, изобразят ту часть кратера, в пределах которой спад яркости недопустимо велик. Если же этим крайним зонам задать большое увеличение, то для центральных зон зеркала увеличение в еще большей мере возрастет, что приведет к дальнейшему снижению коэффициента использования потока источника. Устранить этот эффект, т. е. допустить изменение увеличения по зонам зеркала лишь в небольших и заранее предусмотренных пределах, возможно, если осуществить зеркала ступенчатого профиля.

На рис. 158 представлена система из двух концентрических ступенчатых стеклянных зеркал, обладающая вполне удовлетворительно исправленной сферической аберрацией и выполненным условием синусов. Однако система имеет, как было уже отмечено в главе IX, и свои недостатки.

Г. Зеркально-линзовые системы, состоящие из отражателя и положительной линзы, расположенной в параллельном пучке лучей, отраженных зеркалом

Проекционно-осветительные системы, имеющие подобные оптические схемы, были описаны в главе IX. В частности, такую оптическую схему имеет осветительная система проектора СКП-26 (см. рис. 159).

Расчет этой системы в области аберраций третьего порядка проще всего выполняется следующим образом.

Обозначим через Φ_1 оптическую силу отражателя; через Φ_2 — оптическую силу линзы. При параллельном ходе лучей между компонентами линейное увеличение системы будет равно

$$\beta_0 = -\frac{\Phi_1}{\Phi_2}.$$

Определим сферическую аберрацию этой двухкомпонентной системы.

Продольная сферическая аберрация отражателя, рассчитанная в обратном ходе лучей для пучка, параллельного оптической оси, будет равна

$$(\delta \overleftarrow{s}_{c\phi})_1 = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f_1} (\overleftarrow{S}_{I, \infty})_1, \quad (\text{XI}, 110)$$

где $(\overleftarrow{S}_{I, \infty})_1$ — коэффициент сферической аберрации отражателя; в общем случае, если отражатель стеклянный и тыльная (отражающая) его поверхность имеет любую аксиально-симметричную

асферическую форму, коэффициент $(\overleftarrow{S}_{I, \infty})_1$ выражается формулой (XI,106).

Если отражатель имеет лишь наружный отражающий слой, то коэффициент $(\overleftarrow{S}_{I, \infty})_1$ определится из первой формулы (XI,64).

Продольной сферической аберрации (XI,110) будет соответствовать в пространстве изображений аберрация в β_0^2 раз большая. Кроме того, линза будет иметь аберрацию

$$(\delta s'_{\text{сф}})_2 = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f'_2} (S_{I, \infty})_2,$$

где $(S_{I, \infty})_2$ —коэффициент сферической аберрации любой (как сферической, так и асферической) линзы, выражающийся первой формулой (XI,46) или (XI,64) при условии нормировки (X,12). Если линза содержит преломляющие поверхности только сферической формы, то, очевидно, $(S_{I, \infty})_2 = P_2$, где P_2 —основной параметр линзы.

Таким образом, продольная сферическая аберрация всей системы выразится формулой

$$\delta s'_{\text{сф}} = \beta_0^2 (\delta s'_{\text{сф}})_1 + (\delta s'_{\text{сф}})_2 = -\frac{h^2}{2} \left[\frac{\beta_0^2}{f'_1} (\overleftarrow{S}_{I, \infty})_1 + \frac{1}{f'_2} (S_{I, \infty})_2 \right]. \quad (\text{XI,111})$$

Аберрация меридиональной комы отражателя, рассчитанная в обратном ходе лучей для параллельного пучка, составляющего в промежутке между компонентами угол ω с оптической осью, выразится формулой

$$(\overleftarrow{\delta g'_{\text{кома}}})_1 = -\frac{3}{2} \frac{h^2}{f'_1} \omega (\overleftarrow{S}_{II, \infty})_1, \quad (\text{XI,112})$$

где $(\overleftarrow{S}_{II, \infty})_1$ —коэффициент аберрации комы третьего порядка; если плоскость входного зрачка совмещена с вершиной отражателя, то $y_1 = 0$ и, как следует из (XI,46), величина $(\overleftarrow{S}_{II, \infty})_1$ не будет зависеть от формы отражателя: является ли он сферическим или асферическим для тонкого компонента можно принять (см. XI,64), что

$$(\overleftarrow{S}_{II, \infty})_1 = \overleftarrow{W}_1.$$

Угол ω , входящий в (XI, 112), определится из очевидного соотношения

$$\text{tg } \omega = \frac{l_1}{f'_1} \approx \omega,$$

где l_1 —расстояние от оптической оси точки пересечения главного луча с плоскостью предметов.

Аберрации комы (XI,112) будет соответствовать в пространстве изображений аберрация в β_0 раз большая; кроме того, кома линзы будет равна:

$$(\delta g'_{\text{кома}})_2 = -\frac{3}{2} \frac{h^2}{f'_2} \omega (S_{II, \infty})_2,$$

где $(S_{II, \infty})_2$ — коэффициент aberrации комы любой (как сферической, так и асферической) линзы, выражающийся второй формулой (XI, 46) или (XI, 64) при условии нормировки (X, 12). При этом следует учесть, что в отношении второго компонента плоскость входного зрачка расположена впереди:

$$x = -\bar{d} = -\frac{d}{f'_2},$$

где d — расстояние между компонентами.

Таким образом, кома третьего порядка всей системы выразится формулой

$$\delta g'_{\text{кома}} = \beta_0 (\delta \bar{g}'_{\text{кома}})_1 + (\delta g'_{\text{кома}})_2 = -\frac{3}{2} h^2 \omega \left[\frac{\beta_0}{f'_1} (\bar{S}_{II, \infty})_1 + \frac{1}{f'_2} (S_{II, \infty})_2 \right]. \quad (\text{XI, 113})$$

Как было показано выше (глава X), зная величины $\delta g'_{\text{кома}}$ и $\delta s'_{\text{сф}}$, из (X, 43) и (X, 42''), можно вычислить отступление от условия изопланатизма η и отступление от условия синусов $\delta\beta$:

$$\delta\beta = \beta_u - \beta_0 = \frac{n \sin u}{n' \sin u'} - \beta_0,$$

а затем и функцию β_u , которой можно воспользоваться (глава XIII) для расчета в сагиттальной (XIII, 23) и меридиональной (XIII, 24) плоскостях увеличений изображений, образуемых элементарными пучками лучей, проходящими через различные зоны зрачка осветительной системы.

Не останавливаясь на других возможных оптических схемах разнообразных светооптических систем, укажем лишь, что приближенный расчет их конструктивных оптических элементов может быть выполнен описанными здесь приемами с последующей оценкой светотехнических характеристик систем с помощью метода, изложенного в главе XIII.

Г Л А В А Д В Е Н А Д Ц А Т А Я

ПРОЕКЦИОННЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

Качество проекции неуклонно совершенствовалось во всех (технических) звеньях, кроме проекционного объектива, который на протяжении многих десятилетий оставался простым апланатом. Мы не склонны, подобно некоторым авторам, преувеличивать влияние оптических свойств объектива на качество проекции и не склонны утверждать, что «объектив—ключ к качеству проекции» [97], но вместе с тем считаем, что по крайней мере уже лет 12—14 тому назад следовало бы произвести замену проекционных апланатов объективами-анастигматами. В противном случае оказывается в большой степени бессмысленным технический прогресс, направленный на повышение качества других узлов проекционных установок. Лишь за последние годы некоторый перелом здесь начал намечаться.

В этой главе мы ограничимся кратким описанием оптических характеристик отечественных проекционных объективов, главным образом выпускающихся серийно.

§ 1. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ПРОЕКЦИОННЫМ ОБЪЕКТИВАМ

Проекционный объектив должен обеспечивать:

а) полную передачу оптических качеств проецируемой картины—сохранение контраста изображений и разрешаемости всех деталей картины;

б) распределение освещенности изображений на экране соответственно освещенности в плоскости проецируемой картины; иными словами, объектив не должен иметь виньетирования или оно должно быть минимальным;

в) сохранение геометрического подобия проецируемой картины ее экранному изображению.

Первое условие удовлетворяется тщательной коррекцией всех aberrаций объектива—как монохроматических, так и хроматических. Оптическая схема системы при этом неизбежно оказывается сложной (многочисловой). Только в этом случае в какой-то мере возможно сохранение гомоцентрических свойств, выходящих из системы широких пучков лучей, формирующих изображение точек

в пределах всего поля; система должна обладать хорошей коррекцией астигматизма и кривизны поверхности изображения.

Одной из основных характеристик качества изготовленного образца объектива является его разрешающая способность, измеряемая числом раздельно различимых линий на *мм* изображения некоторого тест-объекта (миры). У проекционных объективов оценка разрешающей способности производится визуально—путем наблюдения увеличенного изображения миры*.

Современные светосильные кинопроекционные анастигматы обычно визуально разрешают около 100 *лин/мм* в центре поля и около 80 *лин/мм* на краю поля. Кинопроекционные апланаты с неисправленной кривизной поверхности изображения обычно имеют на краю поля приблизительно в два раза меньшую величину разрешающей способности.

Контраст изображения объектива и его ортоскопические качества проверяются визуально—путем наблюдения проецируемого на экран изображения штрихов прямолинейной сетки, имеющей форму квадратиков. Степень резкости изображений горизонтально и вертикально ориентированных штрихов в пределах всего поля, отсутствие искривления крайних линий и их окраски, отсутствие размытости этих штрихов в пределах поля изображения являются критерием качества объектива.

Требования к качеству объектива, в частности к его разрешающей способности $N_{об}$, определяются условиями проекции—увеличением объектива $\beta_{об}$ и расстоянием l от зрителя до экрана. Угол φ , образованный прямыми, проведенными от наблюдателя к краям наименьшей детали изображения, рассматриваемой на экране и разрешаемой объективом, равен

$$\varphi = \frac{1}{N_{об}} \cdot \frac{\beta_{об}}{l}.$$

Если ψ —угловой предел разрешения глаза наблюдателя, то объектив проектора должен обеспечивать условие $\varphi \leq \psi$; отсюда

$$N_{об} \geq \frac{\beta_{об}}{\psi l_{min}},$$

где l_{min} —расстояние (минимальное) от экрана до ближайшего ряда зрителей. При достаточной яркости изображения и высоком контрасте деталей этого изображения угловой предел разрешения глаза можно принять равным одной угловой минуте (глава III), т. е. $\psi = 0,00029$ рад.

Определим требования к разрешающей силе проекционных систем эпидиаскопов. Будем считать, что наиболее близко расположенные к экрану зрители находятся от него на расстоянии 3 м. Оптимальное увеличение различных эпидиаскопов [3] состав-

* Изображение миры, создаваемое объективом, рассматривается через лупу или микроскоп, а еще лучше—на экране испытываемой оптикой.

вляет: при эпипроекции 8—12 крат; при диапроекции 13—22 крат. Из формулы находим следующие величины разрешающей силы объективов: эпископов— $N_{об} = 8—14$ лин/мм, диаскопов— $N_{об} = 15—25$ лин/мм.

Кратность увеличения фильмоскопов обычно составляет 30—50 крат; при $l_{min} = 3$ м получим $N_{об} \approx 34—57$ лин/мм.

Определим требования к разрешающей силе кинопроекторных объективов. По существующим нормам кинопроекции $l_{min} = 1,5 a'$, где a' —ширина киноэкрана; $\beta_{об} = \frac{a'}{a}$; a —ширина кадрового окна; отсюда

$$N_{об} \geq \frac{1}{1,5a\psi}.$$

Для нормального 35-мм фильма $a = 20,9$ мм; это дает $N_{об} \approx 110$ лин/мм. Заметим, что вследствие движения изображаемых объектов, недостаточной устойчивости изображений кинокадров и т. п., величина $N_{об}$ кинопроекторных объективов может быть задана несколько меньшей. Если разрабатываемый кинопроектор предназначен для работы как в затемненном, так и в незатемненном помещении, то при расчете разрешающей силы следует ориентироваться на условия проекции в затемненном зале, когда острота различения деталей изображения наибольшая.

Выполнение второго условия, сводящегося прежде всего к устранению виньетирования лучей наклонных пучков, оказывается возможным (без ущерба для качества изображения) лишь при достижении хорошей коррекции аберраций лучей широких наклонных пучков как в меридиональном, так и сагиттальном сечениях и в пределах всего поля. Задача оказывается тем труднее, чем светосильнее система. У современных проекционных анастигматов с относительным отверстием 1:2—1:1,8 виньетирование на краю поля обычно не превышает 10—20%; у более светосильных систем (1:1,5—1:1,2) величина последнего может достигать 20—30%, а у систем с повышенным углом поля зрения (40—50°)—и того больше.

Третье условие требует сохранения увеличения системы в пределах всего поля, т. е. исправления дисторсии объектива. Глаз наблюдателя обычно не замечает искажений изображений вследствие дисторсии, если величина последней не превышает 3—4%. Повышенные требования в отношении ортоскопии предъявляются к объективам, предназначенным для проекции чертежей в увеличенном масштабе, профилей деталей и калибров и т. п., когда по их изображениям выполняются измерения и сопоставления; в этих случаях дисторсия не должна превышать десятых, а иногда и сотых долей процента.

Современные объективы обязательно просветляются не столько с целью повышения яркости изображения, сколько с целью уменьшения рассеяния света оптическими поверхностями и повышения контраста изображения. В объективах, предназначенных для проек-

ции цветных картин, желательно многослойное, в частности трех-
слойное, просветление (глава VI); последнее совершенно не изме-
няет колориметрических характеристик проходящего светового
пучка [19] и, следовательно, ни в какой мере не искажает цвето-
передачу; конечно, это явление сказывается сильнее в многолин-
зовых системах; например, в системе, состоящей из 10 поверхно-
стей, применение двухслойного просветления, как показывают
расчеты, вызывает изменение цветности светового пучка на 2—
3 цветовых порога (глава III).

Геометрическими характеристиками объективов являются: их
фокусное расстояние, относительное отверстие и угол поля зрения.
У серийных образцов объективов фокусные расстояния обычно
не отличаются от номинальных значений больше чем на 1,5—2%,
а величины относительных отверстий—больше, чем на 5%.

Современное состояние методов расчета оптических систем
позволяет разработать различные светосильные проекционные
объективы—вплоть до относительных отверстий, близких к пре-
дельным*. Но при этом глубина изображения объектива недо-
пустимо уменьшается и объектив реагирует на малейшие (в пре-
делах сотых долей мм) перемещения плоскости проецируемой
картины. Наиболее светосильные проекционные объективы при-
меняются в кинематографии; но и здесь пока не пошли на боль-
шие отверстия, чем 1 : 1,8—1 : 1,6—при проекции нормального кадра
35-мм фильма и 1 : 1,4—1 : 1,2—при проекции узкого кадра
16-мм фильма. Относительные отверстия, близкие к предельным
(1 : 0,6—1 : 0,7), имеют зеркально-линзовые системы для теле-
проекции на большой экран (см. § 4).

В главе IX были изложены предпосылки для определения гео-
метрических оптических характеристик проекционных объекти-
вов. Здесь лишь добавим, что диаметр входного зрачка объектива
должен соответствовать размерам изображения источника света,
если изображение источника проецируется во входной зрачок,
и обеспечить прохождение всех лучей, пропускаемых кадровым
окном, если изображение источника проецируется в плоскости
окна. Применение объектива меньшего относительного отверстия
приведет к потере светового потока и к снижению к.п.д. проек-
тора. Использование объектива, имеющего относительное отвер-
стие выше требуемого, приведет к снижению контраста изображе-
ния вследствие дополнительного попадания в объектив рассеян-
ного света более плотными участками фотослоев (соответствующих
темным участкам изображения); это понижение контраста наблю-
дается в случае диапроекции изображений, полученных на
крупнозернистых фотоматериалах.

* Теоретически предельным относительным отверстием объектива
является 1 : 0,5, так как $\varepsilon = 2 \sin u'$, а синус угла не может превысить еди-
ницу.

§ 2. ОБЪЕКТИВЫ ДЛЯ ОБЫЧНОЙ И ШИРОКОЭКРАННОЙ КИНОПРОЕКЦИИ

Отечественные серийные кинопроекторные объективы для проекции нормального 35-мм фильма по своим оптическим схемам подразделяются на:

а) двухкомпонентные 4-линзовые апланаты типа «Петцваль», у которых оптическая сила обоих компонентов положительная, вследствие чего остается неисправленной кривизна поверхности изображения. Эти системы существуют в двух вариантах: у одних второй компонент состоит из двух склеенных (рис. 211, а), у других — несклеенных (рис. 211, б) линз;

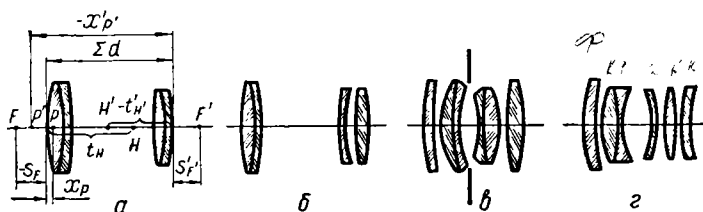


Рис. 211. Оптические схемы кинопроекторных объективов

б) шестилинзовые анастигматические системы типа «Гелиос» (рис. 211, в), имеющие оптическую схему, заимствованную у немецких объективов типа «Планар» (д-ра Рудольфа), и особо светосильные анастигматы типа РО-109, имеющие оригинальную [18] оптическую схему (рис. 211, г).

Проекторные апланаты типа «Петцваль», обладая хорошим исправлением элементарных aberrаций — сферической aberrации, хроматизма и комы, — имеют принципиально неустранимую кривизну поверхности изображения. Будучи разработанными Петцвалем около 120 лет тому назад (в 1840 году) в качестве портретных объективов, они находят применение и поныне, в частности, в качестве простых, дешевых кинопроекторных объективов, выпускающихся в настоящее время под марками П-5 (рис. 121, б) с фокусными расстояниями от 90 до 180 мм и относительными отверстиями 1 : 2 (см. табл. 47). Объективы предназначены для проекции 35-мм кинофильмов; применяются в стационарных проекторах КПТ-1 и СКП-26; эти объективы — результат небольшой модернизации (улучшение коррекции астигматизма и комы) ранее выпускавшихся объективов того же типа ПО-204 и П-4.

Приблизительно ту же оптическую схему имеют 4-линзовые апланаты РО-108 (рис. 211, б), РО-106 и РО-107 (рис. 211, а), выпускающиеся для кинопроекторов типа К-101, К-301 и КПС-303.

В табл. 47 приведены все сведения, необходимые для размещения объектива в проектируемой установке. Помимо внешних (геометрических) характеристик объективов (f' , ϵ и 2ω) в таблицах указаны: их общая длина (Σd), положения главных точек t_N и t'_N ,

фокусов s_F и s'_F и центров зрачков (x_p и x'_p); световые диаметры наружных линз и данные, характеризующие виньетирование объективов на краю поля: координаты m_+ и m_- в плоскости зрачка объектива (со стороны экрана) крайних проходящих лучей наклонного пучка и выраженного в процентах отношения виньетируемого в меридиональном сечении пучка к диаметру зрачка объектива.

Все апланаты типа «Петцваль» с фокусными расстояниями от 90 до 130 мм визуально разрешают около 100 лин/мм в центре

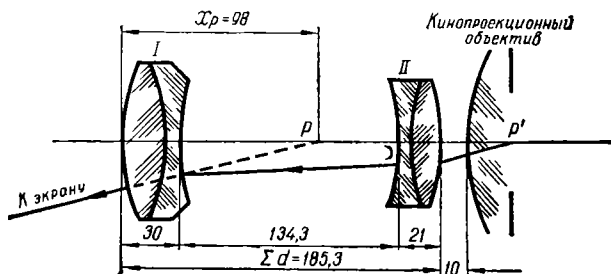


Рис. 212. Схема анаморфотной проекционной насадки НАП-1

и 35 лин/мм на краю поля; объективы с фокусными расстояниями от 140 до 180 мм разрешают около 80 лин/мм в центре и ~ 40 лин/мм на краю поля. Коэффициенты пропускания $\tau_{об}$ первой группы объективов составляют около 90%, второй группы — около 86%.

Для нового стационарного кинопроектора 35-мм фильмов СКП-33, работающего с лампой накаливания К22, начали выпускаться 4-линзовые проекционные апланаты П-6 с относительным отверстием 1 : 1,6; объективы обладают пониженным контрастом изображения; их разрешающая способность около 80 лин/мм в центре и 30 лин/мм на краю поля; коэффициент пропускания 88%.

Для проекции 35-мм фильмов по синемаскопической системе выпускаются высококачественные 6-линзовые анастигматы (рис. 211, в) с фокусными расстояниями от 80 (РО-506) до 120 мм (РО-503) и относительными отверстиями 1 : 2. Объективы того же типа начали в последнее время выпускаться заводом ГОМЗ для кинопроектора КПТ-3 (модернизованного КПТ-1). Объективы изготовляются под марками Ж-32 и имеют различные фокусные расстояния — от 80 до 140 мм (через 10 мм) при отверстиях 1 : 2. Их разрешающая сила около 100 лин/мм в центре поля и 70 лин/мм на краю поля; коэффициент пропускания составляет 80%.

Вперед этих объективов при синемаскопической проекции анаморфированного изображения устанавливается анаморфотная афокальная насадка НАП-1, состоящая из цилиндрических линз с параллельными образующими цилиндрических поверхностей.

Кинопроекторные

Название или марка объектива	Расчетное фокусное расстояние f' (мм)	Относи- тельное отверстие s	Угол поля зрения 2ω	Общая длина объекти- ва Σd	Положение главных точек	
					t_H	$t_{H'}$
А. Для проекции нормального						
PO-108	92,52	1 : 2	17°	73,5	32,29	-45,89
PO-106	121,60	1 : 2	13°	136,3	107,09	-68,37
PO-107	143,30	1 : 2, 2	12°	157,7	122,22	-81,18
П-5	90,38	1 : 2	17°	74,4	32,41	-47,41
П-5	100,83	1 : 2	15°20'	82,5	36,01	-52,50
П-5	110,63	1 : 2	14°	90,8	39,67	-57,84
П-5	120,30	1 : 2	13°	98,8	43,27	-62,97
П-5	130,36	1 : 2	12°30'	106,2	46,36	-67,71
П-5	140,24	1 : 2	12°	113,9	49,67	-72,37
П-5	149,72	1 : 2	10°	122,0	53,29	-77,59
П-5	159,71	1 : 2	9°30'	130,1	56,85	-82,74
П-5	180,35	1 : 2	9°	147,6	64,75	-94,08
П-6	99,77	1 : 1,6	15°20'	89,7	47,45	-52,15
П-6	121,47	1 : 1,6	13°	112,0	58,06	-65,37
Б. Для проекции синемаскопи						
PO-506	80,0	1 : 2	21°30'	67,0	61,10	-25,70
PO-505	84,80	1 : 2	20°	71,2	64,46	-27,64
PO-500	89,54	1 : 2	19°	75,4	68,06	-28,92
PO-501	99,90	1 : 2	17°	86,3	75,31	-33,44
PO-502	109,79	1 : 2	15°30'	94,8	82,98	-35,90
PO-503	120,04	1 : 2	14°	103,5	90,32	-39,94
Ж-32	79,94	1 : 2	21°30'	69,0	60,44	-26,43
Ж-32	90,18	1 : 2	19°	78,0	68,32	-30,00
Ж-32	99,85	1 : 2	17°	86,3	75,47	-33,47
Ж-32	110,47	1 : 2	15°30'	95,5	83,51	-36,81
Ж-32	120,05	1 : 2	14°	103,7	90,62	-40,14
Ж-32	130,39	1 : 2	13°	115,5	98,80	-43,68
В. Для панорамной кинопро						
ОКП-76	75,99	1 : 2	28°	76,2	60,36	-39,34
ОКП-97	97,17	1 : 2	22°	95,5	76,36	-51,14
Г. Для проекции						
PO-110	34,96	1 : 1,2	22°	42,4	45,18	-17,26
PO-109	49,94	1 : 1,2	15°	62,6	66,06	-23,77
PO-111	65,69	1 : 1,4	12°	81,3	85,04	-31,39

Таблица 47

объективы

Положение фокусов		Положение центров зрачков		Световые диаметры линз (мм)		Координаты крайних лучей наклонного пучка и виньетирование на краю поля		
s_F	s'_F	x_p	$x'_{p'}$	первой линзы	последней линзы	m_+	m_-	виньетирование в %
35-мм ф и л ь м а (20,9×15,2 мм)								
-59,23	46,63	0,00	-99,4	45,0	45,0	20,0	-20,0	13%
-14,46	53,19	100,00	—	60,0	45,0	19,0	-19,0	36%
-21,07	62,11	70,00	-41,8	63,0	45,0	24,0	-24,0	24%
-57,97	42,97	4,5	-88,0	45,0	40,5	21,0	-21,0	7%
-64,82	48,33	5,0	-97,78	50,0	45,0	24,0	-24,0	5%
-70,96	52,79	5,5	-107,5	55,0	48,0	26,0	-26,0	5%
-77,03	57,33	6,0	-117,5	60,0	50,0	—	—	—
-84,01	62,85	6,5	-127,0	65,0	53,0	—	—	—
-90,57	67,87	7,0	-137,0	70,0	56,0	—	—	—
-96,43	72,13	7,5	-146,5	75,0	59,0	—	—	—
-102,86	76,97	8,0	-156,0	80,0	62,0	—	—	—
-115,60	86,27	9,0	-176,0	90,0	67,0	—	—	—
-52,32	47,62	0	-148,0	62,5	51,0	30,0	-30,0	4%
-63,41	56,10	0	-177,8	76,0	60,0	37,5	-37,5	2%
ч е с к о г о 35-мм ф и л ь м а (23,16×18,16 мм)								
-18,93	54,30	40,0	-59,7	45,5	37,8	16,0	-16,0	20%
-20,34	57,16	43,7	-60,3	47,0	39,4	17,5	-16,5	20%
-21,50	60,64	45,9	-63,0	49,0	40,8	18,5	-17,5	20%
-24,59	66,46	49,5	-72,5	53,8	42,6	20,0	-20,0	20%
-26,81	73,89	49,8	-61,0	60,3	43,5	20,0	-20,0	25%
-29,72	80,10	61,2	-79,9	65,0	49,7	25,5	-25,5	15%
-19,50	53,51	39,4	-56,6	43,1	34,2	16,0	-16,0	20%
-21,86	60,18	44,5	-64,0	49,0	40,8	18,1	-18,1	20%
-24,38	66,38	49,2	-70,7	53,8	42,6	20,0	-20,0	20%
-26,96	73,66	54,5	-78,3	60,3	43,5	22,2	-22,2	20%
-29,43	79,91	59,2	-85,1	65,0	49,7	24,1	-24,1	20%
-31,59	86,71	66,1	-95,0	70,4	53,8	26,8	-26,8	20%
е к ц и и ф и л ь м о в (27,5×24,5 мм)								
-15,63	36,65	54,0	-50,1	—	—	14,0	-16,0	20%
-20,81	46,03	70,0	-64,1	—	—	18,5	-19,5	20%
16-мм ф и л ь м а (9,6×7,2 мм)								
10,22	17,70	30,2	-54,7	29,1	23,8	13,2	-10,0	20%
16,12	26,17	43,0	-74,2	43,4	29,5	20,0	-20,0	20%
19,35	34,30	55,8	-89,5	48,5	31,0	18,5	-19,5	20%

На рис. 212 приведена оптическая схема системы в меридиональном сечении. Не останавливаясь на теории, специфических оптических свойствах и методах расчета подобных систем [17], укажем лишь, что при принятом в СССР в широкоэкранном кино отношении ширины экрана к его высоте, как 2,55 : 1, и размерах проецируемого анаморфированного фильма $23,16 \times 18,16$ мм необходимо, чтобы насадка обладала величиной анаморфозы $A=2$. Оптическая сила первого компонента насадки—отрицательная; второго—положительная. Фокусировка изображения на экране производится путем перемещения проекционного объектива и первого (обращенного к экрану) компонента насадки. Максимальное поле зрения насадки НАП-1 по ширине кадра 33° ; по высоте— 13° . Максимальный диаметр выходного зрачка насадки (обращенного в сторону проекционного объектива) 65 мм. Расстояние насадки от объектива 10 мм; ее длина (Σd) 185 мм. Световое отверстие первой линзы насадки 85×92 мм; последней линзы— 70×70 мм.

Для панорамной кинопроекции (типа «Синерамы») разработаны объективы с фокусными расстояниями 76 мм (ОКП 1—76—1) и 97 мм (ОКП 1—97), имеющие относительное отверстие 1 : 2 и рассчитанные на увеличенный размер кинокадра $27,5 \times 24,5$ мм. Для согласования масштабов изображений при одновременной проекции тремя объективами предусмотрена возможность изменения их фокусного расстояния на $\pm 1,5$ мм, что достигается перемещением первой линзы объектива на $\pm 2,5$ мм. В табл. 47 приводятся данные о внешних параметрах этих объективов.

Для проекции 16-мм кинокадра выпускаются особо светосильные* шестилинзовые (рис. 211, *г*) проекционные анастигматы РО-109, РО-110 и РО-111 с фокусными расстояниями 35, 50 и 65 мм и отверстиями от 1 : 1,2 до 1 : 1,4. Этими объективами комплектуется узкоплечный проектор «Украина». Объективы имеют (см. табл. 47) необычно большой задний фокальный отрезок $s'_{F'}$, достигающий 50% от величины фокусного расстояния, что обеспечивает определенные удобства при эксплуатации проектора (при зарядке фильма и т. п.). По ныне существующему ГОСТу 3840—51 этот отрезок может быть уменьшен до 8 мм, что позволит создать новый, еще более совершенный анастигмат.

Заметим, что во Франции (фирмой «Бертё») разработан 6-линзовый анастигмат с тем же относительным отверстием 1 : 1,2, но при фокусном расстоянии 50 мм французский объектив имеет задний отрезок лишь 4 мм, в то время как советский объектив РО-109 $f'=50$ мм имеет рабочий отрезок $s'_{F'}=26$ мм.

Перечисленные в этом параграфе оптические разработки выполнены оптическим отделом Ленинградского ЦКБ (инж. Э. Б. Кон-

* Светосильными условимся называть объективы, относительное отверстие которых более 1 : 3; особо светосильными,—отверстие которых превышает 1 : 1,5.

торович, С. А. Гершгорн и А. И. Ган), кафедрой физики и оптики ЛИКИ (проф. Д. С. Волосов) и оптико-конструкторским отделом завода ГОМЗ (инж. А. Ф. Козырев).

§ 3. ОБЪЕКТИВЫ ДЛЯ ЭПИ- И ДИАПРОЕКЦИИ

Для проекции на экран в увеличенном масштабе изображений прозрачных и непрозрачных плоских объектов применяются различные объективы—как специально для этих целей разработанные, так и выпускающиеся серийно для комплектации других приборов, но используемые также и в проекционных установках:

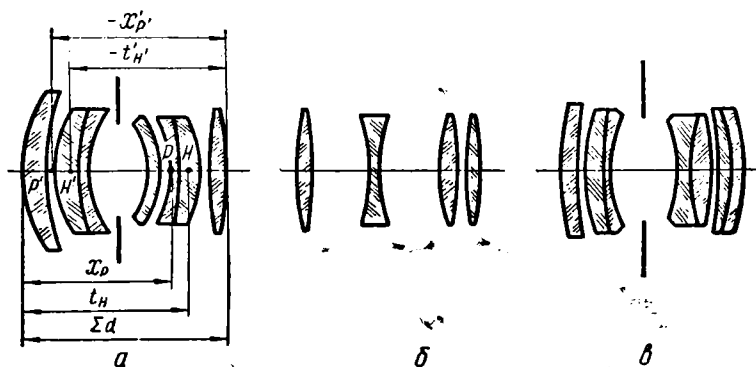


Рис. 213. Оптические схемы объективов: а—для эпипроекции, б—для диапроекции, в—для вирропекции

1. Простой трехлинзовый анастигмат «Триплет» с фокусным расстоянием 365 мм и относительным отверстием 1 : 3,7 (см. табл. 48). Предназначен для эпипроекции непрозрачных объектов размером до 15×15 см с увеличениями от 7 до 15 крат. Этим объективом комплектуется переносный эпидиаскоп настольного типа ЭПД-452, рассчитанный на малые аудитории (до 30 человек) при расстояниях от прибора до экрана 3—6 м.

2. Четырехлинзовый анастигмат «Индустар-51» (И-51) с фокусным расстоянием 210 мм и отверстием 1 : 4,5 (табл. 48). Применяется для проекции диапозитивов до 9×12 см с увеличениями от 13 до 27 крат. Этим объективом комплектуется названный выше эпидиаскоп ЭПД-452. Этот же объектив применяется в переносном настольном приборе ЭДИ-454 для проекции на экран записей при чтении лекций. Размер проецируемого кадра 14×17 см; увеличение изображений от 9 до 20 крат.

3. Семилинзовый высококачественный анастигмат «Уран-12» (рис. 213, а) с фокусным расстоянием 500 мм и относительным отверстием 1 : 2,5. Этим объективом комплектуется большой эпидиаскоп ЭПД-451, рассчитанный на обслуживание аудитории до 100 человек и больше (при применении экранов направленного

Объективы для эпи- и диапроекции

№ п/п	Название (марка) объектива	Расчетное фокусное расстояние f' (мм)	Отношение отсростки s	Угол поля зрения 2ω или размеры проецируемого кадра $a \times b$	Общая длина объектива Σd	Положение главных плоскостей		Положение фокусов		Положение зрачков		Световые диаметры линз (мм)	
						t_H	$t_{H'}$	s_F	$s_{F'}$	x_p	x_p'	пер-вод-ной линзы	пос-ледней линзы
1	«Триплет»	365,0	1 : 3,7	15 × 15 см	121,5	95,9	-50,0	-269,1	315,0	—	—	100,0	90,0
2	«Индустар-51»	240,2	1 : 4,5	9 × 12 см	48,1	19,2	-26,7	-191,0	183,5	15,7	-6,8	46,7	41,6
3	«Уран-12»	496,0	1 : 2,5	20 × 20 см	293,0	152,5	-193,7	-343,4	302,2	173,1	-180,4	196,0	146,0
4	«Уран-9»	255,0	1 : 2,5	9 × 12 см	169,5	108,6	-89,9	-146,9	165,6	107,0	-102,8	133,6	121,4
5	«Триплет»	494,0	1 : 3,5	20 × 20 см	169,4	133,8	-71,5	-360,1	422,4	94,0	-119,6	141,1	133,1
6	«Сатурн-2»	501,0	1 : 3,5	18 × 18 см	268,1	267,1	-133,3	-234,0	367,8	160,1	-297,5	143,0	160,5
7	PO-116	149,4	1 : 3,5	9 × 12 см	72,5	30,1	-44,4	-119,3	104,1	38,0	-38,5	57,6	55,5
8	PO-117	199,6	1 : 3,5	9 × 12 см	96,9	40,3	-59,4	-159,4	140,2	51,1	-50,0	65,4	61,1
9	Ж-26	180	1 : 2,5	1,52 × 2,09 см ($\beta_0 = 5,75$)	132,4	100,0	-73,8	-80,5	106,8	-1208	-84,6	83,5	70,0
10	«Орион-18»	100	1 : 6,3	8 × 8 см	46,0	29,4	-26,2	-70,2	73,4	28,1	-28,5	31,2	32,0

отражения) при расстояниях от прибора до экрана 5—10 м. Объектив осуществляет эпископическую проекцию с увеличениями от 10 до 18 крат при размерах проецируемых объектов 20×20 см.

4. Анастигмат «Уран-9» имеет ту же оптическую схему (рис. 213, а). Фокусное расстояние 250 мм, относительное отверстие 1 : 2,5. Используется в эпидиаскопе ЭПД-451 для проекции диапозитивов формата до 9×12 см при увеличениях от 20 до 35 крат.

5. Анастигмат «Триплет» с фокусным расстоянием 500 мм и относительным отверстием 1 : 3,5 (см. табл. 48). Более простой

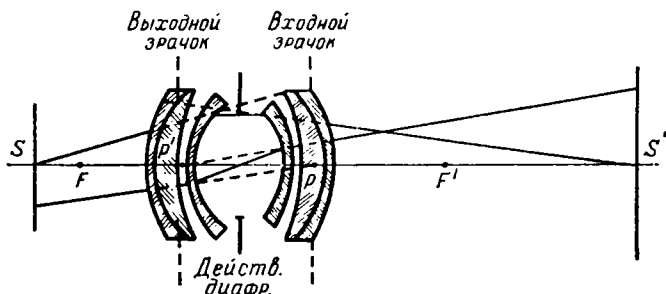


Рис. 214. Схема проекционного ортоскопического объектива «Орион-18»

и дешевый объектив, которым комплектуется эпидиаскоп ЭПД-451 взамен объектива «Уран-12».

6. Четырехлинзовый анастигмат «Сатурн-2» с фокусным расстоянием 500 мм и отверстием 1 : 3,5 (рис. 213, б). Может быть рекомендован для эпископической проекции картин формата до 18×18 см. Обеспечивает несколько лучшее качество изображения, чем названный выше «Триплет».

7. Семилинзовые высококачественные анастигматы (рис. 213, в) с фокусными расстояниями 150 (РО-116) и 200 мм (РО-117) и относительными отверстиями 1 : 3,5. Предназначены для диарипроекции диапозитивов формата 9×12 см на рирэкран размером до 3×4 м. Обладают хорошим качеством изображения в пределах всего поля. Внешние параметры объективов приведены в табл. 48.

8. Шестилинзовый проекционный объектив типа «Гэлиос» (рис. 211, в), выпускающийся под маркой Ж-26 с фокусным расстоянием 180 мм и относительным отверстием 1 : 2,5. Применяется в кинопроекторе СКП-34 для проецирования нормального 35-мм кадра на мозаику телевизионной трубки с увеличением $\beta_0 = -5,75$, что соответствует формату 9×12 см. Объектив разрешает 125 лин/мм в центре и около 80 лин/мм на краю поля.

9. Шестилинзовый высоко разрешающий ортоскопический анастигмат «Орион-18» (рис. 214). Фокусное расстояние объектива 100 мм, относительное отверстие 1 : 6,3 и угол поля зрения 55° . Позволяет проецировать кадры формата 8×8 см с любыми уве-

личениями—от 1 : 1 и более. Имеет хорошо исправленную дисторсию—в пределах поля 50° , что позволяет использовать объектив в различных проекционных установках (например, в приборах для фоторазметки), где необходимо строгое соблюдение масштаба проецируемых объектов. Визуальная разрешающая способность объектива в центре поля близка к теоретически предельной при его относительном отверстии (около 200 лин/мм) и постепенно снижается по полю до 130 лин/мм.

10. Четырехлинзовые репродукционные объективы И-11М с фокусными расстояниями 30, 45, 60, 75, 90 и 120 см и относительными отверстиями 1 : 9. Объективы могут быть использованы как проекционные с любыми увеличениями от 1 : 1 и более. Линейные размеры (диагональ) проецируемой картины определяются из условия, что при различных увеличениях поле зрения объектива не должно превышать 40° .

§ 4. ОБЪЕКТИВЫ ДЛЯ ТЕЛЕКИНОПРОЕКЦИИ НА БОЛЬШОЙ ЭКРАН

Трубки (кинескопы), применяемые в телевизионных приемниках, имеют экраны размером 13—76 см. Яркость изображения на экране приемной трубки, равная 100—250 асб, вполне достаточна для наблюдения изображения в условиях нормально освещенного помещения. Форматы изображений, которые могут быть получены непосредственно на экране электронно-лучевой трубки, ограничиваются практически целесообразными размерами самой трубки; чем больше диаметры трубок, тем большие трудности возникают при их изготовлении. Возможным здесь оказывается и второй путь—сочетание проекционных трубок с малым диаметром экрана (10—13 см), но большой яркости со светосильными оптическими системами, проецирующими изображение с экрана трубки на большой экран.

На рис. 215 изображены оптические схемы домашних телевизионных приемников с размерами изображений на экранах 38×51 см. В обоих приемниках в качестве проекционных объективов применяются зеркально-линзовые системы, состоящие из сферического зеркала и диоптрического элемента—компенсатора сферической аберрации и комы, вносимых зеркалом. Подобных линзовых компенсаторов аберраций известно несколько типов; на них остановимся несколько ниже. Изображение проецируется на приемный экран при помощи плоских зеркал. В первой схеме приемника (рис. 215, а) экран работает на просвет и имеет зернистую структуру, обеспечивающую направленное излучение; во второй схеме (рис. 215, б) используется металлический отражающий экран, у которого требуемая форма характеристики направленности обеспечивается соответствующей кривизной и специальной штриховкой отражающей поверхности.

Проекционные системы подобного типа используются в театральных телевизионных приемниках, в которых изображения на

экранах размерами $6 \times 4,5$ — $6,5 \times 5$ м имеют яркости 70—150 асб. В этих установках применяются зеркала диаметром 600—700 мм и проекционный кинескоп, работающий при напряжении 80 кв, с диаметром экрана 18 см. Яркости экранов проекционных кинескопов, предназначенных для проекции изображений на большие экраны, достигают 300 000 асб [37].

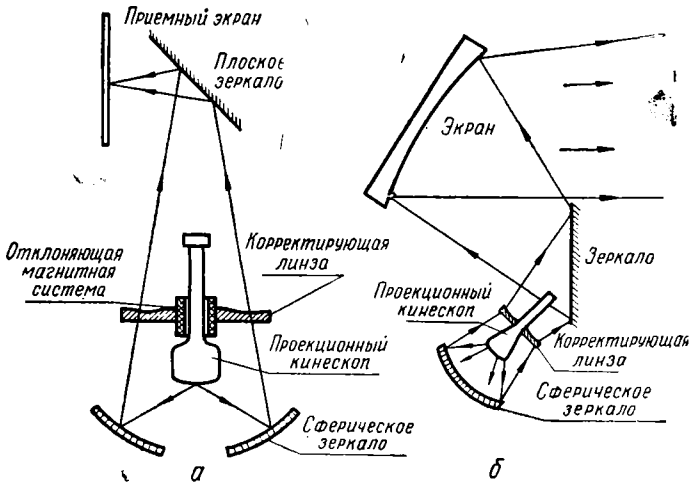


Рис. 215. Оптические схемы домашнего телевизионного проекционного приемника

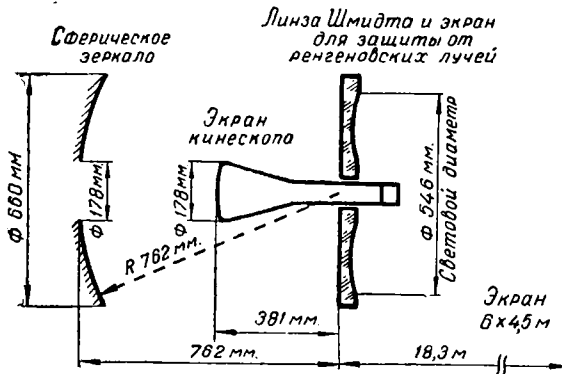


Рис. 216. Схема телепроекционной системы на большой экран

скопов, предназначенных для проекции изображений на большие экраны, достигают 300 000 асб [37].

Схема подобной телепроекционной установки изображена на рис. 216. Проекционное расстояние превышает 18 м. Экранам

кинескопов придаетс я кривизна с радиусом, приблизительно равным половине радиуса r кривизны зеркала, используемого в отражательной проекционной системе; тем самым кривизна изображения K на экране совпадает с естественной кривизной изображения, присущей любому зеркалу и равной $K = \frac{1}{f} = \frac{2}{r}$, где f —фокусное расстояние зеркала.

В изображенной схеме приведена корректирующая линза (компенсатор Шмидта), расположенная в центре кривизны сферического зеркала, благодаря чему линза не вносит aberrации комы, корректируя лишь сферическую aberrацию зеркала при геометрическом относительном отверстии последнего, достигающем величины 1 : 0,6 (без учета экранирования отраженных от зеркала пучков лучей трубкой кинескопа).

Одна из поверхностей линзы Шмидта имеет сложный профиль (рис. 217, а); уравнение меридионального сечения такой поверхности содержит члены ряда высоких степеней. Изготовление и контроль формы подобных асферических поверхностей требует разработки специальной технологии и контрольной аппаратуры, что удорожает их серийное производство. Кроме того, как показал анализ aberrаций зеркально-линзовых систем с компенсаторами различных типов, выполненный Д. С. Волосовым и сотрудниками его лаборатории (Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова), линза Шмидта, идеально исправляя сферическую aberrацию, совершенно не корректирует aberrаций лучей широких наклонных пучков, что приводит к снижению контраста изображения внеосевых точек.

Существенно лучшие результаты могут быть получены применением сферического зеркала и концентрического мениска (рис. 217, б), в общем центре кривизны которых расположена коническая компенсационная пластинка, корректирующая остаточную сферическую aberrацию зеркала и мениска. Вследствие симметрии хода лучей широких наклонных пучков она обеспечивает хорошую коррекцию aberrаций в пределах всего поля. Некоторый остаточный хроматизм, вносимый концентрическим мениском, снижает качество изображения в меньшей мере чем монохроматические aberrации лучей наклонных пучков в системе Шмидта.

Относительное отверстие описанной системы, как показывают расчеты, может быть достигнуто 1 : 0,7 при более простой (чем профиль линзы Шмидта) технологии изготовления конической пластинки. Для относительных отверстий 1 : 1,2—1 : 1,4 может быть рекомендован ахроматический менисковый компенсатор Максудова (рис. 217, в), а для зеркально-линзовых систем более светосильных—до отверстий 1 : 0,9—1 : 1—афокальный двухлинзовый компенсатор (рис. 217, г), состоящий из простых тонких сферических линз, разработанный автором [16] совместно с Д. Ю. Гальперном и Ш. Я. Печатниковой. Этот компенсатор

исключительно прост в изготовлении, содержит одинаковые в обеих линзах марки оптических стекол и имеет апохроматические свойства в широкой области спектра.

В заключение укажем, что в то время как применение проекционных кинескопов в домашних условиях особых перспектив не имеет благодаря достоинствам обычных кинескопов больших размеров, проекционные трубки несомненно найдут в ближайшие годы

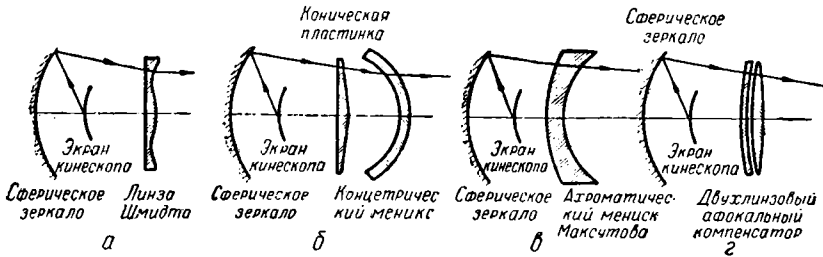


Рис. 217. Оптические схемы зеркально-линзовых объективов для телекинопроекции

применение в театральном телевидении, обеспечивая возможность проекции на экраны больших форматов.

§ 5. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ПРОЕКЦИОННЫХ ОБЪЕКТИВОВ

Разработка светосильных проекционных объективов, обладающих высоким качеством изображения и равномерной разрешающей силой в пределах всего поля, должна вестись в направлении создания сложных объективов-анастигматов. Объективы простейших оптических схем обладают принципиально неустранимой кривизной поверхности изображения, что ограничивает возможность дальнейшего повышения их светосилы без существенного снижения качества проекции.

Увеличение относительного отверстия при условии сохранения достаточно высокого контраста изображения требует прежде всего хорошего исправления монохроматических и хроматических аберраций лучей широких наклонных пучков. Эта задача является наиболее трудной, тогда как коррекция аберраций точки на оси и узких наклонных пучков лучей—задача элементарно простая. При существующих (промышленных) оптических стеклах и известных оптических схемах систем достигнутые решения близки к оптимальным. Создание и промышленное освоение новых оптических стекол—сверхтяжелых кронов (типа лантановых) и особых флинтов—расширяет возможности разработок новых, более светосильных (с отверстиями 1 : 1,7—1 : 1,5) высококачественных анастиг-

матов без усложнения их оптических схем [13]. Мы имеем здесь в виду стекла-кроны с оптическими постоянными $n_D \approx 1,7-1,75$ и $\nu \approx 56,0-50,0$ и флинты, у которых $n_D \approx 1,8-1,85$ и $\nu \approx 40,0-38,0$.

Упрощение технологии изготовления оптически точных преломляющих поверхностей асферической формы обеспечило бы возможность создания особо светосильных зеркально-линзовых систем (с отверстиями $1 : 0,6-1 : 0,7$) для специальных случаев проекции, в частности для телекинопроекции. Применение в этих системах линзовых компенсаторов (аббераций) больших диаметров, изготовленных из дешевых органических стекол (пластмасс), явилось бы особенно уместным.

Г Л А В А Т Р И Н А Д Ц А Т А Я

РАСЧЕТ ОСВЕЩЕННОСТИ В ПЛОСКОСТЯХ ПРОЕКЦИОННОГО ОКНА И ЭКРАНА; СВЕТОВАЯ МОЩНОСТЬ СВЕТООПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

На основе принципов, изложенных в главе IX, выполняется предварительное определение основных параметров проекционно-осветительной системы, имеющей заданные светооптические характеристики—полезный световой поток, размеры проекционного окна и экрана, увеличение и т. п. Одновременно устанавливаются параметры осветительной системы (угол охвата, увеличение, размеры выходного зрачка), проекционного объектива (фокусное расстояние, относительное отверстие, поле зрения) и источника света (яркость излучающего тела, его размеры).

После выполнения расчета конструктивных элементов оптической системы осветителя и объектива (который чаще выбирается из числа уже имеющихся, так как его расчет является задачей весьма трудоемкой и специальной) необходимо проведение контрольных вычислений с целью более точного определения основных характеристик установки: величины освещенности в различных точках проекционного окна и экрана и последующего вычисления световой мощности проектора.

§ 1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСВЕЩЕННОСТИ В ПЛОСКОСТИ ПРОЕКЦИОННОГО ОКНА

В основу методики расчета принят так называемый принцип Максвелла, частным следствием которого является полученная в главе V, § 6 формула Манжена—Чиколева, часто применяющаяся для анализа действия светооптических систем, у которых плоскость изображений бесконечно удалена (пржекторы, маяки).

Пусть излучающий элемент δS (рис. 218) занимает произвольное положение относительно оптической системы. Возьмем какую-нибудь точку N в плоскости входного зрачка осветителя и рассмотрим пучок лучей, проходящих в эту точку от всех точек излучающего элемента δS . Пройдя через оптическую систему, лучи этого пучка образуют на некоторой плоскости (x, y) , в частности в плоскости проекционного окна, след $\delta \bar{S}$ так называемого элементарного отображения источника света элементом зрачка осветителя.

Для любой точки A , взятой в пределах площади $\delta\bar{S}$, лучи пучка будут казаться исходящими из точки N' выходного зрачка—изображения точки N . Форма, размеры и положение на плоскости (x, y) следа элементарного отображения $\delta\bar{S}$ будут зависеть от формы, размеров и положений элемента δS , от увеличения оптической системы и ее аберраций и от положений (координат) точек N и N' в плоскостях зрачков.

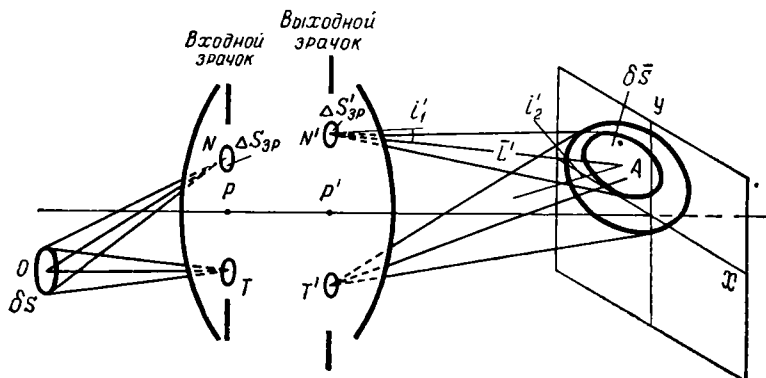


Рис. 218. К формулировке принципа Максвелла

Если построить элементарное отображение излучающего элемента δS с вершиной выходящего из системы пучка лучей в точке T' (см. рис. 218), то для точки A лучи этого пучка будут казаться исходящими из точки T' выходного зрачка.

Таким образом, при определении освещенности в точке A поверхность выходного зрачка осветительной системы можно считать излучающей и приписывать соответствующим лучам пучков элементарных отображений, приходящим в точку A , яркость $\bar{B}' = \tau B$, где B —яркость источника в направлении ON (или OT и т. п.), а τ —коэффициент пропускания системы.

Изложенную идею Максвелла можно использовать для разработки методики расчета освещенностей в самых различных случаях: когда вычисляется освещенность в различных точках произвольной плоскости (а не только в плоскости изображений); при источнике света любой формы и с любым распределением яркости; для светооптических систем с различным исправлением аберраций.

При такой расширенной формулировке освещенность в некоторой точке A будет определяться лишь той частью выходного зрачка—действующей площадью зрачка,—которая создает освещенность в этой точке. Для аналитической формулировки этого принципа можно воспользоваться общим определением осве-

ценности (1,42), изложенным в главе I. Применяв несколько иные обозначения, получим:

$$E_A(x, y) = \int_{S'_{зр}} \frac{\bar{B}'_{i_1} \cos i'_1 \cos i'_2}{\bar{L}'^2} dS'_{зр}, \quad (\text{XIII}, 1)$$

где $E_A(x, y)$ — освещенность в точке A ; $dS'_{зр}$ — элемент действующей площади выходного зрачка; \bar{L}' — расстояние этого элемента от точки A ; \bar{B}'_{i_1} — яркость луча элементарного отображения, идущего в направлении к точке A ; i'_1 — угол этого луча с нормалью к элементу зрачка; i'_2 — угол между лучом, направленным в точку A , и нормалью, проведенной в этой точке.

Интеграл (XIII,1) несколько упрощается, если предположить (как это обычно и бывает), что плоскости выходного зрачка и проекционного окна перпендикулярны оптической оси. В этом случае

$$i'_2 = i'_1 = i' \quad \text{и} \quad \bar{L}' = \frac{s'_{осв}}{\cos i'};$$

отсюда
$$E_A(x, y) = \frac{1}{s'^2_{осв}} \int_{S'_{зр}} \bar{B}'_{i'} \cos^4 i' dS'_{зр}, \quad (\text{XIII}, 2)$$

где $s'_{осв}$ — расстояние проекционного окна от плоскости выходного зрачка.

В общем случае, когда яркость источника для разных направлений различна и не остается постоянной в различных точках излучателя, непосредственное вычисление интеграла (XIII,2) не представляется возможным. В этом случае задача решается следующим графо-аналитическим способом:

1. Площадь выходного зрачка осветителя делится на равновеликие элементы $\Delta S'_{зр}$; величина этих элементарных площадок, а следовательно, и общее их число определяются требованиями точности вычисления освещенности: величина $E_A(x, y)$ будет определена тем точнее, чем на большее число элементарных площадок делится поверхность зрачка. Проще всего зрачок разделить на t (например, на 5—10) кольцевых зон равной площади; радиусы этих зон соответственно выразятся:

$$\varrho'_1 = \sqrt{\frac{1}{t}} \varrho'_{кр}; \quad \varrho'_2 = \sqrt{\frac{2}{t}} \varrho'_{кр}; \quad \dots \quad \varrho'_t = \varrho'_{кр}, \quad (\text{XIII}, 3)$$

где $\varrho'_{кр}$ — радиус выходного зрачка осветителя.

Одновременно площадь того же зрачка делится на θ равных секторов (рис. 219), например, образующих углы 30° , следовательно, $\theta = 12^\circ$. Прямые, делящие круг на секторы и окружности, ограничивающие кольцевые зоны, пересекаются в $t \cdot \theta$ точках и, следовательно, вся площадь зрачка осветителя $\frac{\pi D'^2_{осв}}{4}$ делится на $t \cdot \theta$ равновеликих элементарных площадок $\Delta S'_{зр}$.

2. Обозначим через ϱ', φ' координаты этих точек (можно было бы брать середины элементарных площадок—разница несущественная) на зрачке осветителя (рис. 219); соответственно через

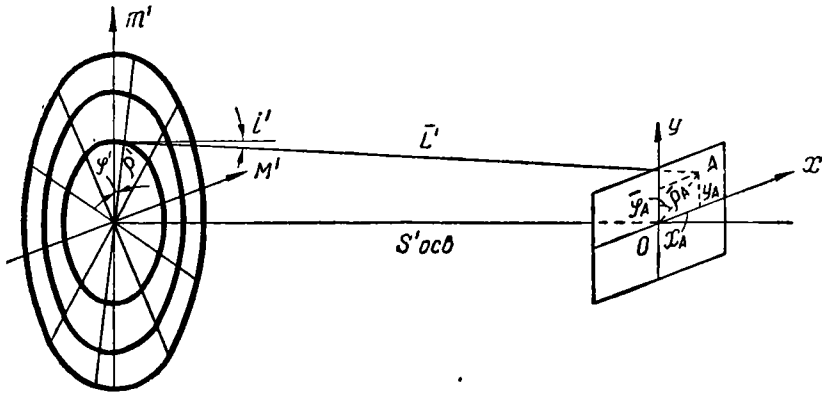


Рис. 219. Деление площади зрачка на равновеликие элементы

$\bar{\varrho}_A, \bar{\varphi}_A$ или x_A, y_A —координаты точки A в плоскости проекционного окна:

$$x_A = \bar{\varrho}_A \sin \bar{\varphi}_A; \quad y_A = \bar{\varrho}_A \cos \bar{\varphi}_A. \quad (\text{XIII},4)$$

3. Построив элементарные отображения источника света каждым элементом зрачка осветителя $\Delta S'_{зр}$ (рис. 220), можно написать

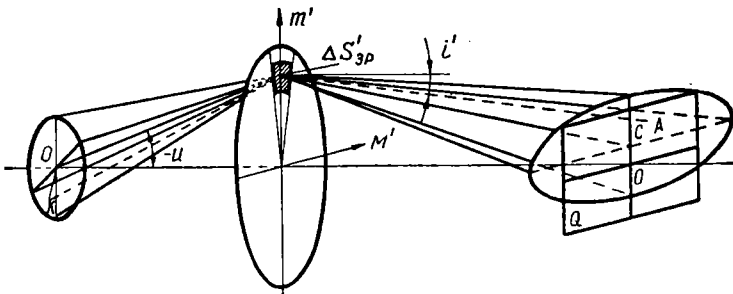


Рис. 220. Элементарное отображение источника света элементом зрачка осветителя

следующее выражение освещенности $\Delta E_{\varrho', \varphi'}$ в точке A , создаваемой элементом зрачка, координаты которого ϱ', φ' :

$$\Delta E_{\varrho', \varphi'} = \bar{B}'_i \frac{\Delta S'_{зр}}{s_{ocb}^2} \cos^4 i'. \quad (\text{XIII},5)$$

Ради упрощения символики мы здесь опустили индексы при угле i' ; следовало бы писать: $i'_{\varrho', \varphi'}$ —угол между лучом, соединяющим

элемент зрачка q', φ' с фиксированной точкой $A(\bar{q}_A, \bar{\varphi}_A)$ и нормалью, проведенной к элементу зрачка. Угол i' определится из выражения

$$\cos i' = \frac{s'_{\text{осв}}}{\bar{L}'}, \quad (\text{XIII,6})$$

где

$$\bar{L}' = \sqrt{(q' \sin \varphi' - \bar{q} \sin \bar{\varphi})^2 + (q' \cos \varphi' - \bar{q} \cos \bar{\varphi})^2 + s'^2_{\text{осв}}}.$$

4. Формула (XIII,5) является основной для расчета освещенности $E_A(x, y)$ в точке A . Интегрирование (XIII,2) заменяется расчетом в следующей последовательности:

а) определяются элементарные отображения (способ расчета излагается в § 2 этой главы) источника света каждым элементом зрачка осветителя. Так как разные лучи пучка элементарного отображения исходят из разных точек излучателя, приходится методом интерполяции определять яркость луча $\bar{B}' = \tau B$, приходящего в точку A путем определения той точки источника, из которой луч вышел в направлении к данному элементу зрачка осветителя. Яркость B этого исходящего луча устанавливается на основании имеющихся яркостных характеристик излучателя. Если излучатель имеет сложные яркостные характеристики, то приходится разбивать излучатель на участки, яркость которых считается постоянной, и в пределах следа элементарного отображения определять участки равных яркостей. Имея в плоскости проекционного окна такую систему кривых равных яркостей, можно графически (интерполированием) определить яркость луча элементарного отображения, пришедшего в данную точку A .

б) Изложенным способом определяются яркости \bar{B}' лучей элементарных отображений, приходящих в точку A , построенных для всех θ элементов зрачка, расположенных по данной кольцевой зоне осветителя; для этих же лучей вычисляются соответствующие величины $\cos i'$ (из XIII,6). Простым суммированием произведений $\bar{B}'_i \cos^4 i'$ из (XIII,5) находится освещенность в точке A , создаваемая кольцевой зоной q' зрачка осветителя:

$$\Delta E_{q'} = \sum_1^{\theta} E_{q', \varphi'} = \frac{\Delta S'_{\text{зр}}}{s'_{\text{осв}}} \sum_1^{\theta} \bar{B}'_i \cos^4 i'. \quad (\text{XIII,7})$$

Такой же расчет приходится выполнять для всех t кольцевых зон зрачка:

$$E_A(x, y) = \sum_1^t \Delta E_{q'} = \sum_1^t \sum_1^{\theta} E_{q', \varphi'} = \frac{\Delta S'_{\text{зр}}}{s'_{\text{осв}}} \sum_1^t \sum_1^{\theta} \bar{B}'_i \cos^4 i'. \quad (\text{XIII,8})$$

в) Расчет оказывается в четыре раза менее трудоемким, если излучатель расположен перпендикулярно оптической оси и имеет форму поверхности, которой соответствуют две плоскости симметрии (например, излучатель прямоугольной формы). В этом случае достаточно выполнить расчеты элементарных отображений лишь

для элементов зрачка $\Delta S'_{зр}$, расположенных в пределах одного квадранта.

г) Задача существенно упрощается, если излучатель обладает круговой симметрией распределения яркости $B_{r,u}$ относительно оптической оси. Разделив поверхность такого источника на несколько концентрических зон равных яркостей ($B_r = \text{const}$ при $r = \text{const}$), определяем элементарное отображение источника света только теми элементами зрачка осветителя, которые расположены в меридиональной плоскости—вдоль радиуса зрачка; таких будет только t элементарных отображений.

На рис. 220 представлено элементарное отображение дискового источника, даваемое элементом зрачка $\Delta S'_{зр}$, расположенным в меридиональном сечении вне оптической оси. След элементарного отображения в плоскости Q имеет форму эллипса, большая ось которого ориентирована горизонтально. Этот след будет иметь форму круга, если отображающий элемент зрачка $\Delta S'_{зр}$ расположен на оптической оси. Происходит это потому, что, рассматривая источник с верхней точки зрачка, мы видим горизонтальный его диаметр в натуральную величину, а вертикальный диаметр—сокращенным.

Элементарное отображение того же источника, образуемое элементом зрачка, расположенным в горизонтальной плоскости M' , очевидно, даст след также эллиптической формы, но большая ось эллипса будет направлена вертикально. Эллипсы элементарных отображений, образуемые промежуточными зонами зрачка (расположенными по окружности), очевидно, будут принимать наклонное положение, причем большая ось каждого эллипса будет перпендикулярна к плоскости, проведенной через оптическую ось и данный элемент зрачка осветителя. Расстояния центров этих эллипсов от оптической оси будут зависеть от величины сферической аберрации осветителя и расстояния плоскости Q от выходного зрачка осветителя.

Таким образом, у излучателей, имеющих яркостные характеристики типа $B_{r,u}$ (например, кратер дуги интенсивного горения) или типа B_r (дуги с простыми углями, у которых яркость в данной точке почти не изменяется для различных направлений u) объем расчетов сильно сокращается, так как приходится определять элементарные отображения только от t элементов зрачка осветителя, расположенных вдоль радиуса в меридиональной плоскости.

Далее простым графическим приемом, а именно последовательными поворотами вокруг оптической оси эллипсов элементарных отображений на углы $\frac{360^\circ}{6}$ определяем яркость лучей, попадающих в определенную точку проекционного окна, каждый раз умножая соответствующую величину яркости на $\cos^4 i'$ (если величину $\cos^4 i'$ вследствие малости углов i' нельзя положить равной

единице). Заметим, что если фиксированная точка A проекционного окна оказывается расположенной вне следа элементарного отображения, то в точку A не приходит ни один луч от данного элемента зрачка осветителя и при суммировании выражения (XIII,7) для этого элемента зрачка следует принять $\bar{B}'=0$.

д) Задача становится еще более простой, если излучатель имеет во всех точках (хотя бы в пределах используемой в осветителе части излучающей поверхности) постоянную яркость $B = \text{const}$, которая остается постоянной во всех направлениях (хотя бы в пределах угла охвата осветителя). Приблизительно такие свойства имеет, например, кинопроекторная лампа К-22 (глава VIII). При элементарном отображении зонами осветителя такого источника света все лучи, приходящие в точку A , имеют постоянную яркость; необходимо лишь следить за тем, чтобы точка A оказалась в пределах следа элементарного отображения; в противном случае для этой зоны осветителя следует принять, что $B'=0$. Для такого излучателя непосредственно из (XIII,2) имеем:

$$E_A(x, y) = \bar{B}' \int_{S'_{\text{зр}}} \frac{\cos^4 i'}{s_{\text{осв}}'} dS'_{\text{зр}} = \bar{B}' \int_{\Delta\Omega'} d\Omega' \cos i', \quad (\text{XIII,9})$$

где $d\Omega' = \frac{dS'_{\text{зр}} \cos i'}{\bar{L}'^2}$ — элементарный телесный угол, под которым из точки $A(x, y)$ виден элемент зрачка $dS'_{\text{зр}}$, расположенный от этой точки на расстоянии $\bar{L}' = \frac{s'_{\text{осв}}}{\cos i'}$. Нетрудно видеть, что задача оказалась аналогичной той, которая решалась выше (глава V, §§ 4 и 7) при расчете распределения освещенности от равномерно светящегося зрачка. Если в выражении (XIII,9) под $S'_{\text{зр}}$ понимать действующую площадь зрачка, то решением этого интеграла будет:

$$E_A(x, y) = \frac{\bar{B}' S'_{\text{зр}}}{s_{\text{осв}}'} \cos^4 \bar{\omega}', \quad (\text{XIII,10})$$

где $\bar{\omega}'$ — угол между оптической осью и главным лучом, проходящим через центр выходного зрачка осветителя и точку $A(x, y)$ проекционного окна. Выражение величины $\cos \bar{\omega}'$ дано было выше (IX,31).

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ИСТОЧНИКА СВЕТА ЗОНАМИ ЗРАЧКА ОСВЕТИТЕЛЯ

Изложенный способ расчета освещенности весьма прост, но для определения элементарных отображений требует расчета хода лучей через оптическую систему осветителя. Такой расчет при наличии помощников-вычислителей выполняется по определенным существующим в оптике стандартным схемам. Молние-

носно производятся эти расчеты по заданной программе быстродействующей электронной цифровой машиной. Если не имеется возможности воспользоваться ни тем, ни другим, то приходится выполнять расчеты, пользуясь изложенными ниже упрощениями и приближениями.

В отечественной и зарубежной литературе [6,] [41], [40] излагаются уже давно предложенные приемы расчета элементарных отображений в простейших случаях осветителя, состоящего из одного оптического элемента, свойства которого сравнительно легко поддаются анализу. Например, подробно изучены геометрические свойства параболоидального рефлектора, применяющегося в прожекторах; изучены свойства линзы Френеля, в которой луч претерпевает лишь два преломления (и одно отражение — в катодиоптрических элементах). Общие случаи многолинзовой системы требуют применения более общих методов, рационализирующих расчет.

Пусть светооптическая система изображает элемент излучателя δS , расположенный на оптической оси, перпендикулярно к ней. На этом излучателе возьмем два взаимно перпендикулярных элементарных отрезка δl_m и δl_s , расположенных соответственно в меридиональном и сагиттальном сечениях. Если световой поток проходит осветительную систему без виньетирования, образуя тем самым световую трубку, то для любого сечения трубки $\delta S'$ — лишь бы это сечение было достаточно мало — согласно инварианта (IV,32) можно написать:

$$n\delta l_m \sin u_m = n'\delta l'_m \sin \bar{u}'_m; \quad n\delta l_s \sin u_s = n'\delta l'_s \sin \bar{u}'_s, \quad (\text{XIII},11)$$

где $\delta l'_m$ и $\delta l'_s$ — сечения трубки в меридиональном и сагиттальном направлениях; \bar{u}'_m и \bar{u}'_s — углы с оптической осью, под которыми следует направить лучи (в обратном ходе), чтобы по их выходе из системы они пересекли крайние точки отрезков δl_m и δl_s .

Заметим, что отрезки δl_m и $\delta l'_m$ или δl_s и $\delta l'_s$ могут быть оптически не сопряженными, а углы u_m и \bar{u}'_m или u_s и \bar{u}'_s — не соответственными и, следовательно, выражение (XIII,11) не следует ассоциировать с условием синусов (V,12), хотя по внешней форме эти формулы идентичны.

Геометрический смысл величин, входящих в формулу (XIII,11), отчетливо вскрывается на примере световой трубки, представленной на рис. 146. Источник света изображается осветителем в плоскости входного зрачка объектива и, следовательно, сечение световой трубки плоскостью A не сопряжено с источником света S . Углы $u_{охв}$ и $u_{об}$ также не соответственные: под углом $u_{об}$ с осью следует направить луч в обратном ходе, чтобы он по выходе из осветителя прошел через край источника света, а под углом $u_{охв}$ с осью следует направить луч в прямом ходе, чтобы он прошел через точку A . К этому случаю применимы формулы (XIII,11): они определяют действующее (используемое)

сечение OA световой трубки. Однако эта формула не дает никаких сведений о том, как формируются и направляются различными зонами осветителя пучки лучей, распределенных в пределах действующего сечения трубки $\delta\bar{S}'$, без чего невозможно определить яркости и освещенности в различных точках этого сечения.

Рассмотрим сначала простейший случай, когда элемент излучателя δS изображается осветителем безабберационно, т. е. когда в системе исправлена сферическая абберация и выполнено условие синусов (V,12). В этом случае элементы излучателя δl_m - и δl_s изображаются пучками лучей широкой апертуры с одинаковыми увеличениями как в меридиональном $\beta_m = \frac{\delta l'_m}{\delta l_m}$, так и в сагиттальном $\beta_s = \frac{\delta l'_s}{\delta l_s}$ сечениях, равными увеличению параксиальному β_0 :

$$\beta_m = \beta_s = \frac{n \sin u}{n' \sin u'} = \beta_0 = \text{const}, \quad (\text{XIII},12)$$

где u и u' —углы соответственные, т. е. образуемые с оптической осью лучом, вышедшим из центра предмета и прошедшим через сопряженную точку—центр изображения.

В некоторой плоскости O (рис. 221), смещенной на величину e относительно плоскости изображения S' , радиус сечения круглого светового пятна $\delta\bar{l}'$ может быть выражен через величину $\delta l'$ —линейный размер изображения:

$$\delta l' = \delta l' - e(\text{tg } u' + \text{tg } \bar{\omega}'_0), \quad (\text{XIII},13)$$

где $\bar{\omega}'_0$ —угол, под которым из центра P' выходного зрачка виден элемент изображения $\delta l'$.

Из точки \bar{P}' , расположенной на расстоянии q' от оси, тот же элемент изображения $\delta l'$ виден под углом $\bar{\omega}'_{q'}$. Пучок лучей в пределах этого угла образует в меридиональном сечении плоскости O след элементарного отображения $\delta l'_{q'}$, величина которого равна

$$\delta l'_{q'} = \delta l' \left(\frac{s'_{\text{осв}}}{s'_{\text{осв}} - e} \right) = \delta l' - e \cdot \text{tg } \bar{\omega}'_{q'}. \quad (\text{XIII},14)$$

Так как отрезки $\delta l'$, $\delta\bar{l}'$ и $\delta l'_{q'}$ обычно малы по сравнению с расстоянием $s'_{\text{осв}}$, то можно принять, что углы $+\bar{\omega}'_{q'}$ и $-\bar{\omega}'_{q'}$ равны по абсолютной величине и что точка C (см. рис. 221) определяет в плоскости O центр следа элементарного отображения источника излучения элементом зрачка \bar{P}' , расположенным в меридиональном сечении; расстояние \bar{d} центра следа C от оптической оси равно

$$\bar{d} = \delta\bar{l}' - \delta l' = -e \text{tg } u'. \quad (\text{XIII},15)$$

Угол ω'_0 в меридиональном сечении определится из соотношения

$$\operatorname{tg} \bar{\omega}'_0 = \frac{\delta l' \cos^2 u'}{s'_{\text{осв}} - e} = \operatorname{tg} \bar{\omega}'_0 \cos^2 u'; \quad (\text{XIII}, 16)$$

или приближенно:

$$\bar{\omega}'_0 \approx \bar{\omega}'_0 \cos^2 u'. \quad (\text{XIII}, 17)$$

Таким образом, из (XIII,12)—(XIII,16) для любого расстояния δl светящейся точки на поверхности излучателя от оптической оси

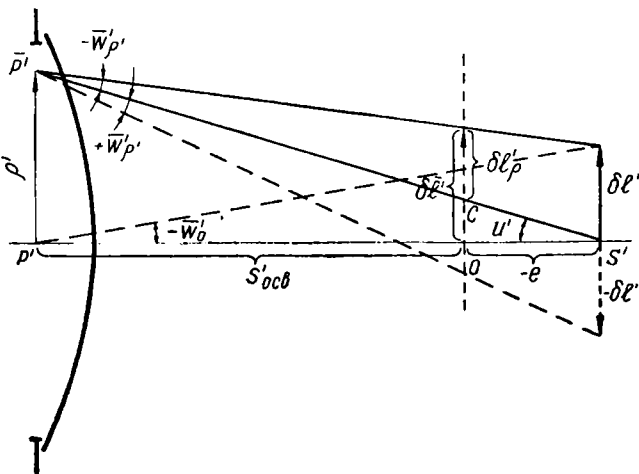


Рис. 221. Определение следа элементарного отображения в меридиональном сечении

определяется расстояние сопряженной точки изображения $\delta l'$ от оси, а затем величины $\delta l'_0$ и \bar{d} , устанавливающие размеры и положение центра следа элементарного отображения в меридиональной плоскости. Очевидно, в сагиттальном направлении след элементарного отображения будет равен той же величине $\delta l'_0$, но соотношение между углами $\bar{\omega}'_0$ и $\bar{\omega}'_0$ изменится, а именно:

$$(\bar{\omega}'_0)_{\text{sag}} = \bar{\omega}'_0 \cos u'. \quad (\text{XIII}, 17')$$

Если $\delta l_m = \delta l_s = \delta l$, то след элементарного отображения будет иметь форму круга.

В общем случае, когда осветитель обладает сферической аберрацией и отступлением от условия синусов, поперечные увеличения в меридиональном β_m и сагиттальном β_s плоскостях будут различными.

Пусть по-прежнему на рис. 221 представлены элементарные меридиональные пучки лучей; лучу $\bar{P}'S'$ по-прежнему соответствует некоторый луч в пространстве предметов, вышедший из точ-

ки пересечения плоскости предметов с оптической осью. Точка S' вследствие наличия сферической аберрации не совпадает с точкой S'_0 параксиального изображения (на рисунке точка S'_0 не показана). Напишем инвариант Штраубеля (IV,7) для элементарного плоского пучка в окрестностях луча $\bar{P}'S'$; применительно к случаю центрированной системы инвариант примет следующий вид:

$$n\delta l_m \cos u \, du_m = n'\delta l'_m \cos u' \, du'_m, \quad (\text{XIII},18)$$

где величины левой части равенства относятся к пространству предметов, а правой части—к пространству изображений; в частности, $\delta l'_m = \delta l'$ (см. рис. 221); $du'_m = du'$ —малое приращение угла u' (на рисунке не показано). Положив $n' = n$ из (XIII,18), имеем:

$$\beta_m = \frac{\delta l'_m}{\delta l_m} = \frac{\cos u \, du_m}{\cos u' \, du'_m}. \quad (\text{XIII},19)$$

Увеличение β_m можно определить различными способами:

1) В результате расчета через оптическую систему вспомогательного луча, составляющего с оптической осью угол $u + \delta u_m$, т. е. направленного весьма близко к основному лучу, можно определить приращение $\delta u'_m$ и приближенно принять, что $\frac{\delta u_m}{\delta u'_m} \approx \frac{du_m}{du'_m}$; последнее позволит вычислить β_m из (XIII,19).

2) Можно, воспользовавшись (X, 43'), написать отступление от условия синусов:

$$\frac{\sin u}{\sin u'} = \beta_0 \left[1 - \frac{(\gamma_{зр} S_I - S_{II})}{2(s'_0 - x_0) \gamma_{зр}} u'^2 \right] = \beta_0 (1 + \bar{A} u'^2).$$

Эта формула справедлива лишь в пределах аберраций третьего порядка и поэтому, положив $u' \approx \sin u'$, находим:

$$\sin u = \beta_0 (\sin u' + \bar{A} \sin^3 u'). \quad (\text{XIII},20)$$

Продифференцировав это выражение по u' и приняв во внимание (XIII,19), получим:

$$\beta_m = \beta_0' (1 + 3\bar{A} \sin^2 u'), \quad (\text{XIII},20')$$

где $\bar{A} = -\frac{\gamma_{зр} S_I - S_{II}}{2(s'_0 - x_0) \gamma_{зр}}$; все входящие в эту формулу величины уже известны из расчета оптики осветителя в области аберраций третьего порядка (глава XI).

3) Если оптическая система обладает большими аберрациями высших порядков, то вместо (XIII,20') можно функцию β_m представить в виде ряда:

$$\beta_m = \beta_0 (1 + 3\bar{A} \sin^2 u' + 5\bar{B} \sin^4 u' + 7\bar{C} \sin^6 u' + \dots). \quad (\text{XIII},21)$$

Коэффициенты \bar{A} , \bar{B} и \bar{C} могут быть вычислены из совместного решения трех линейных алгебраических уравнений, если для трех значений углов u' известны соответственные величины β_m ; послед-

ние могут быть, в частности, вычислены по первому способу определения β_m .

4) Задачу весьма просто можно решить графически, поскольку всегда неизбежен расчет нескольких лучей широкого пучка, выходящего из точки на оси; построив кривую зависимости $\sin u$ от $\sin u'$, можно с точностью, достигаемой графическими методами, определить тангенс угла α наклона касательной к кривой относительно оси абсцисс (по которой отложены величины $\sin u'$). Оче-

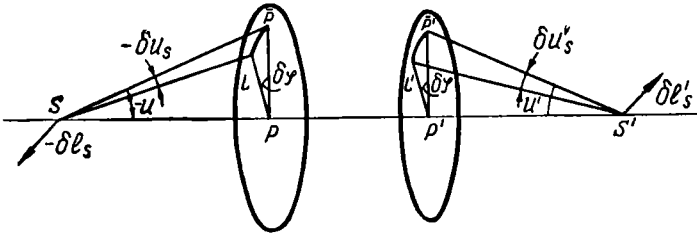


Рис. 222. Определение линейного увеличения в сагиттальной плоскости

видно, $\operatorname{tg} \alpha$ будет численно равен меридиональному увеличению β_m узкого пучка, распространяющегося вблизи данного луча:

$$\beta_m = \operatorname{tg} \alpha = \frac{d(\sin u)}{d(\sin u')}. \quad (\text{XIII}, 21')$$

Таким образом, вычислив одним из этих способов меридиональное увеличение β_m для данной зоны зрачка осветителя, из тех же формул (XIII,13)—(XIII,17) определяем размеры следа элементарного отображения $(\delta l'_0)_m$ и положение центра следа в меридиональной плоскости. Под величиной e при этом следует понимать расстояние плоскости O (например, проекционного окна) от точки S' (см. рис. 221), положение которой, очевидно, будет различным для лучей, поступающих от разных зон зрачка осветителя:

$$e = s'_{\text{осв}} - p'_0 - \delta s', \quad (\text{XIII}, 22)$$

где p'_0 —расстояние плоскости параксиального изображения (точки S'_0 , которая на рисунке не указана) от плоскости P' выходного зрачка осветителя; $\delta s'$ —продольная сферическая aberrация луча $\bar{P}'S'$.

Поперечное увеличение β_s в сагиттальном направлении легко определить из рассмотрения рис. 222. В точке S' луч $\bar{P}'S'$ пересекает оптическую ось по выходе из системы; этому лучу соответствует в пространстве предметов луч $S\bar{P}$, пересекающий входной зрачок системы в точке \bar{P} и образующий угол u с осью; δl_s и $\delta l'_s$ —элементарные предмет и изображение в сагиттальной плоскости, SL и $S'L'$ —сагиттальный луч, полученный в результате поворота

луча $S\bar{P}$ и $\bar{P}'S'$ вокруг оси на малый угол $\delta\varphi$. Как следует из рисунка:

$$\delta u_s = \frac{L\bar{P}}{SL}; \quad \delta\varphi = \frac{L\bar{P}}{P\bar{P}};$$

отсюда

$$\delta u_s = \frac{P\bar{P}}{SL} \delta\varphi = \sin u \delta\varphi.$$

Аналогично находим:

$$\delta u'_s = \sin u' \delta\varphi.$$

Формула Штраубеля в сагиттальной плоскости примет следующий вид:

$$n \delta l_s \delta u_s = n' \delta l'_s \delta u'_s.$$

Из последних формул (при $n=n'$) находим:

$$\beta_s = \frac{\delta l'_s}{\delta l_s} = \frac{\delta u_s}{\delta u'_s} = \frac{\sin u}{\sin u'}. \quad (\text{XIII,23})$$

Получили формулу, внешне напоминающую условие синусов Аббе и переходящую в него, если β_s остается постоянным для всех u и равным β_0 . Заметим, что эта формула остается точной для сколько угодно больших углов u .

Сопоставляя (XIII,20), (XIII,20') и (XIII,23), получим простую, но приближенную зависимость, справедливую лишь в области аберраций третьего порядка:

$$\beta_m = 3\beta_s - 2\beta_0. \quad (\text{XIII,24})$$

Определив, таким образом, величину изображения $\delta l'_s = \beta_s \delta l_s$, можно вычислить след элементарного отображения в сагиттальном направлении в некоторой плоскости, смещенной на величину e относительно плоскости изображения:

$$(\delta l'_e)_{\text{sag}} = \delta l'_s \left(\frac{s'_{\text{обв}}}{s_{\text{обв}} - e} \right). \quad (\text{XIII,25})$$

Задача определения элементарных отображений полностью свелась к задаче предварительного определения увеличений β_m и β_s для пучков лучей, проходящих через различные элементы зрачка осветителя, расположенные в меридиональной плоскости. Этот прием является весьма простым и общим, т. е. пригодным для расчета элементарных отображений источников любой формы — шарового источника (случай дуги высокой интенсивности), дискового излучателя (кратер простой угольной дуги), источника прямоугольной формы (тело накала электрической лампы типа К-22), излучателя в форме нити (лампа накаливания), а также излучателей произвольной формы.

В последнем случае всегда можно вследствие осевой симметрии оптической системы последовательно задаваться несколькими сечениями (соответствующими различным направлениям φ' на рис. 219), проходящими через оптическую ось и выбранное направление (сечение) излучателя, и считать эти сечения м е р и д и о н а л ь н ы м и, а направления, перпендикулярные к ним, — с а г и т т а л ь н ы м и. Вычисляя для них (по однажды определенным для данных кольцевых зон зрачка значениям β_m и β_s) величины $\delta l'_m$ и $\delta l'_s$, устанавливаем затем по выведенным выше формулам размеры и положение сколь угодно сложной формы следа элементарных отображений.

Для законности применения метода должны соблюдаться два требования: а) излучатель должен иметь малые размеры и б) излучатель должен располагаться на оптической оси (или вблизи нее). Если эти требования не выполнены, то точность определения величин $\delta l'_m$ и $\delta l'_s$ может оказаться недостаточной, что потребует проведения более трудоемких вычислений. В этом случае придется по известным и разработанным в оптике схемам выполнять расчет хода лучей не только осевого пучка, но и соседних с ними лучей, расположенных как в меридиональной, так и во внемеридиональной плоскостях (так называемых косых лучей).

Формулы для расчета меридиональных лучей, пригодные для любых случаев, в частности когда преломляющие поверхности оптической системы имеют любую аксиально-симметричную асферическую форму, приведены в главе X, § 4 (формулы (X,63)—(X,68')). Расчеты по этим формулам упрощаются, когда профиль преломляющих поверхностей имеет форму конических сечений (парабола, эллипс, гиперболо).

Особенно просты расчеты через поверхности сферической формы. В этом случае $OC=BC=r$ (см. рис. 189), и по начальным координатам входящего в систему луча s и u находим:

$$\sin i = \frac{r-s}{r} \sin u,$$

а далее из формул (X,66) и (X,66') определяем координаты преломленного (или отраженного) луча s' и u' и осуществляем переход к расчету луча через следующую поверхность.

Мы не приводим схем для расчета косых лучей [67], [64], так как необходимость в их применении здесь может возникнуть крайне редко: в осветительных системах формулированные выше требования (малые размеры излучателя и его размещение вблизи оптической оси) обычно всегда соблюдаются.

Остается остановиться на задании (при выполнении расчета хода лучей) н а ч а л ь н ы х к о о р д и н а т лучей, вступающих в оптическую систему и определяющих по выходе из системы элементарные отображения. Радиусы кольцевых зон в плоскости выходного зрачка определяются формулами (XIII,3). Из расчета второго вспомогательного параксиального луча через осветитель-

ную систему (см. главу X, § 1, формулы (X,4)—(X,5) определяется положение центров зрачков и поперечное параксиальное увеличение $\beta_{зр}$ в зрачках осветителя, как отношение первого β_1 и последнего β_p' углов этого луча с оптической осью:

$$\beta_{зр} = \frac{\beta_1}{\beta_p'} = \frac{q'}{q}, \quad (\text{XIII},26)$$

где q —радиус сопряженной с q' кольцевой зоны в плоскости входного зрачка. При наличии аберраций в зрачке величина q оказывается более сложной функцией q' и притом функцией не четной, так как при изменении знака q' меняется знак величины q . Эту функциональную зависимость можно представить в следующем виде:

$$q = F(q') = q' \left[\frac{1}{\beta_{зр}} + \bar{a} \left(\frac{q'}{q_{кр}} \right)^2 + \bar{b} \left(\frac{q'}{q_{кр}} \right)^4 + \dots \right], \quad (\text{XIII},27)$$

где $q_{кр}$ —радиус выходного зрачка системы.

Коэффициенты \bar{a} и \bar{b} определяются на основании данных расчета хода двух лучей: можно, например, рассчитать один луч на краю зрачка системы $q' = q'_{кр}$, а другой луч—для зоны зрачка, делящей последний на две равновеликие площади $q' = \sqrt{\frac{1}{2}} q'_{кр}$. Во многих случаях достаточно ограничиться в выражении (XIII, 27) лишь одним коэффициентом \bar{a} ряда и вычислить его по данным расчета хода лишь одного луча, например на краю зрачка.

Итак, зная функциональную зависимость $q = F(q')$, вычисляем величины q_1, q_2, q_3, \dots , сопряженные наперед заданным значениям q'_1, q'_2, q'_3, \dots (XIII,3). Отсюда определяем углы u_1, u_2, u_3, \dots лучей с оптической осью, выходящих из центра плоскости предметов:

$$\text{tg} u_1 = -\frac{q_1}{p_1}; \quad \text{tg} u_2 = -\frac{q_2}{p_1}; \quad \text{tg} u_3 = -\frac{q_3}{p_1}; \dots, \quad (\text{XIII},28)$$

где $p_1 = x_1 - s_1$ —расстояние между плоскостями предметов и входного зрачка. Если луч выходит из точки излучателя, расположенной на расстоянии r от оптической оси, и пересекает кольцевую зону зрачка радиуса q , то угол $u_{1,r}$ луча с оптической осью определится из выражения

$$\text{tg} u_{1,r} = -\frac{q-r}{p_1}; \quad (\text{XIII},28')$$

угол $u_{1,r}$ и расстояние $s_{1,r} = s_1 + \frac{r}{\text{tg} u_{1,r}}$ точки пересечения луча с оптической осью от первой поверхности системы явятся начальными координатами для расчета хода меридионального луча.

§ 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСВЕЩЕННОСТИ В ПЛОСКОСТИ ЭКРАНА И СВЕТОВАЯ МОЩНОСТЬ ПРОЕКЦИОННО-ОСВЕТИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Как уже было сказано выше (глава IX, § 4), освещенность $E'_{x', y'}$ в некоторой точке x', y' экрана связана с освещенностью $E_{x, y}$ в соответственной точке кадрового окна зависимостью (IX,55):

$$E'_{x', y'} = \tau_{00} k_{w'} \frac{E_{x, y}}{\beta_{00}^2} \cos^4 \omega',$$

где

$$\cos \omega' = \frac{L'}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + L'^2}}.$$

Определение функции виньетирования объектива $k_{w'} = \frac{S'_{w'}}{S'_0}$ (IX,7) в общем виде не представляется возможным. Обычно эта задача решается в каждом конкретном случае методами графического или численного определения площади $S'_{w'}$ после того, как (на основании расчета хода лучей через оптическую систему или хотя бы приближенным способом, на основании определения виньетирования пучков лучей по формулам параксиальной оптики) установлены контуры сечения широкого пучка лучей, прошедших через данную оптическую систему.

Как показывает анализ, если величина виньетирования не превышает 20—30% (т. е. величина $k_{w'}$ не меньше 0,8—0,7), можно считать, что $k_{w'}$ приблизительно равно отношению соответствующих линейных размеров в сечении пучков лучей в меридиональной плоскости (рис. 223):

$$k_{w'} \approx \frac{D'_{w'}}{D'_0}. \quad (\text{XIII}, 29)$$

В некоторых сравнительно простых случаях представляется возможным точное определение виньетирования. Например, в проекционных объективах весьма часто широкий наклонный пучок виньетируется оправами первой и последней линз системы. Такое двухстороннее виньетирование представлено на рис. 223. Пусть C_1 —центр выходного зрачка объектива, радиус которого

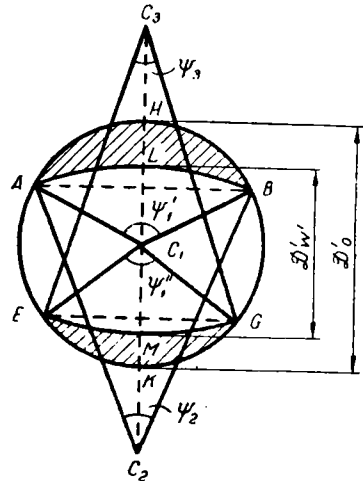


Рис. 223. Схема виньетирования наклонного пучка лучей

$R_1 = \frac{1}{2} D'_0$; C_2 и C_3 —центры выходных окон—круглых диафрагм (оправ линз или их изображений), экранирующих наклонные лучи при их прохождении через объектив; радиусы $C_2A = R_2$ и $C_3E = R_3$; и D'_w —меридиональное сечение проходящего через объектив наклонного пучка; заштрихованные площади сегментов определяют виньетирование наклонных пучков окнами. Площадь $AHBL$ равна площади сектора C_1AHB минус площадь треугольника C_1AB минус площадь сегмента ALB :

$$\bar{S}' = \frac{\pi}{360} \psi'_1 R_1^2 - \frac{1}{2} \sin \psi'_1 R_1^2 - \left(\frac{\pi}{180} \psi_2 - \sin \psi_2 \right) \frac{R_2^2}{2}.$$

Аналогично заштрихованная площадь сегмента $EKGM$ равна:

$$\bar{s}' = \frac{\pi}{360} \psi''_1 R_1^2 - \frac{1}{2} \sin \psi''_1 R_1^2 - \left(\frac{\pi}{180} \psi_3 - \sin \psi_3 \right) \frac{R_3^2}{2}.$$

Площадь сечения проходящего через систему пучка $ALBGM E$:

$$S'_w = \pi R_1^2 - \bar{S}' - \bar{s}' = \left[2\pi - \left(\frac{\pi}{180} \psi'_1 - \sin \psi'_1 \right) - \left(\frac{\pi}{180} \psi''_1 - \sin \psi''_1 \right) \right] \frac{R_1^2}{2} + \left(\frac{\pi}{180} \psi_2 - \sin \psi_2 \right) \frac{R_2^2}{2} + \left(\frac{\pi}{180} \psi_3 - \sin \psi_3 \right) \frac{R_3^2}{2}.$$

Отношение площади S'_w к площади зрачка $S'_0 = \pi R_1^2$ определяет величину виньетирования:

$$\kappa_{w'} = \frac{S'_w}{S'_0} = \frac{1}{2} \left[2 - \frac{\psi'_1 + \psi''_1}{180} + \frac{\sin \psi'_1 + \sin \psi''_1}{\pi} \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{\psi_2}{180} - \frac{\sin \psi_2}{\pi} \right) \frac{R_2^2}{R_1^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\psi_3}{180} - \frac{\sin \psi_3}{\pi} \right) \frac{R_3^2}{R_1^2}. \quad (\text{XIII}, 30)$$

В случае одностороннего виньетирования пучка лучей $\psi_3 = 0$, $\psi''_1 = 0$ и из (XIII,30) находим:

$$\kappa_{w'} = \frac{1}{2} \left(2 - \frac{\psi'_1}{180} + \frac{\sin \psi'_1}{\pi} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\psi_2}{180} - \frac{\sin \psi_2}{\pi} \right) \frac{R_2^2}{R_1^2}. \quad (\text{XIII}, 30')$$

Как следует из рис. 223, хорда $AB = a$ равна:

$$a = 2R_1 \sin \frac{\psi'_1}{2} = 2R_2 \sin \frac{\psi_2}{2}.$$

Если $R_2 = R_1$, то $\psi'_1 = 2\pi - \psi_2$; из (XIII,30') получим:

$$\kappa_{w'} = \frac{\psi}{180} - \frac{\sin \psi}{\pi}, \quad (\text{XIII}, 30'')$$

где $\psi = \psi_2$. Меридиональное сечение пучка D'_w в этом случае будет равно:

$$D'_w = a \operatorname{tg} \frac{\psi}{2}.$$

Отсюда находим величину линейного виньетирования:

$$\frac{D'_{w'}}{D'_0} = 2 \sin^2 \frac{\psi}{4}. \quad (\text{XIII}, 31)$$

Зная линейное виньетирование $D'_{w'} : D'_0$, из (XIII,31) вычисляем угол ψ , а из (XIII,30'')—виньетирование по площади $\kappa_{w'}$.

Обычно у кинопроекторных объективов величина $\kappa_{w'}$ оказывается порядка 0,9—0,8; у более широкоугольных объективов (для эпи-диапроекции и диа-рипроекции) величина $\kappa_{w'}$ уменьшается до 0,7, а иногда и до 0,6.

Таким образом, определив освещенность в определенных (обычно заранее фиксированных) точках экрана, из формул (IX,15) и (IX,16) определяем полезный световой поток установки. Заметим также, что при характеристике потерь яркости пучка $\overline{B'}$ от источника света (яркостью B) до экрана мы, краткости ради, условно ввели лишь два коэффициента пропускания—осветительной системы $\tau_{\text{осв}}$ и объектива $\tau_{\text{об}}$:

$$\overline{B'} = \tau_{\text{осв}} \cdot \tau_{\text{об}} B.$$

Часто осветительные системы содержат теплофильтры (водяные кюветы, специальные стекла, поглощающие инфракрасные лучи, интерференционные теплофильтры) и, следовательно, коэффициент $\tau_{\text{осв}}$ является произведением коэффициентов пропускания оптической системы осветителя $\tau_{\text{о.о}}$ и теплозащитного устройства $\tau_{\text{т.у}}$. В зависимости от оптической схемы осветителя величина $\tau_{\text{о.о}}$ изменяется в пределах от 0,75 (трехлинзовый непротесненный конденсор) до 0,85 (стеклянный отражатель) и 0,9—0,95 (интерференционное зеркало холодного света с наружным отражающим покрытием). Величины $\tau_{\text{т.у}}$ изменяются в пределах от 0,8 (абсорбционные теплофильтры) до $\sim 0,9$ (интерференционные теплофильтры). Частично поток экранируется механическими частями головки лампы (например, угледержателями); соответствующий коэффициент пропускания обычно не превышает $\tau_{\text{г.л}} = 0,9$.

Коэффициент пропускания проекционных объективов-аппаратов $\tau_{\text{об}}$ не превышает 0,85—0,90, а более сложных анастигматов—0,75. Применение в ближайшие годы более совершенных методов просветления (многослойных покрытий) повысит указанные величины соответственно на 5 и 10%. Установки для синемаскопической проекции содержат впереди объективов анаморфотные насадки, вызывающие дальнейшее снижение на 10—15% ($\tau_{\text{нас}} = 0,85—0,90$) световой мощности установки.

Таким образом, общий коэффициент пропускания τ определит яркость пучка $\overline{B'}$ в пространстве изображений:

$$\overline{B'} = \tau B = \tau_{\text{опт. осв.}} \cdot \tau_{\text{т. ф.}} \cdot \tau_{\text{об}} \cdot \tau_{\text{нас}} \cdot B.$$

Сопоставляя величину светового потока на экране со световым потоком, поступившим в осветитель от источника света, следует еще учесть экранирование потока в кадровом окне и обтюраторе. Коэффициент пропускания кадрового окна T , как следует из (IX,45), может достигнуть величины 0,7—0,8, а фактически, вследствие невыгодной формы светящегося тела источника, непостоянства зональных увеличений оптической системы осветителя и ее аберраций, величина T снижается до 0,6—0,65. Коэффициент пропускания обтюратора $\tau_{\text{обт}}$ не превышает 0,5—0,6.

Отсюда находим:

$$F_{\text{пол}} = \tau \cdot \tau_{\text{обт}} \cdot T \cdot \bar{k}_w F,$$

где F —световой поток, поступивший в осветительную систему; \bar{k}_w —некоторый усредненный коэффициент, характеризующий виньетирование объектива в пределах всего поля.

Все это приводит к тому, что в существующих стационарных кинопроекторах с дуговыми источниками полезный световой поток не превышает 5—7% от полного потока источника, а в передвижных проекторах с лампами накаливания—лишь 1—2%. Величина к.п.д. диаскопов приблизительно такая же, как у кинопроекторов: у малых диаскопов—2—3%, у диаскопов повышенной световой мощности—4—6%. К.п.д. современных эпископов исключительно низок и составляет у эпископов разных систем 0,05—0,15%.

Как видим, задача повышения к.п.д. установок продолжает оставаться задачей, пока еще удовлетворительно не решенной.

Г Л А В А Ч Е Т Ы Р Н А Д Ц А Т А Я

СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СВЕТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ КИНОПРОЕКЦИИ И ЗВУКОВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ

§ 1. ОБТЮРАЦИЯ СВЕТОВОГО ПОТОКА И ПОЛЕЗНЫЙ СВЕТОВОЙ ПОТОК КИНОПРОЕКТОРА

Основным методом кинопроекции является проекция прерывисто сменяемых кадров кинофильма. На время смены кадра в кадровом окне световой поток осветительной системы перекрывается специальным затвором—обтюратором. Процесс периодического перекрывания светового потока называется обтюрацией.

Для того чтобы прерывисто освещаемый киноэкран казался наблюдателям непрерывно светящимся, необходимо, чтобы характер и частота обтюрации светового потока кинопроектора обеспечивали слияние мельканий экрана при данных его угловых размерах и яркости. Поскольку обычно частота смен кадра (частота кинопроекции) значительно меньше критической частоты мельканий, приходится перекрывать световой поток дополнительно во время стояния кадра.

В кинопроекторах обычно применяются вращающиеся с постоянной угловой скоростью обтюраторы, делающие один полный оборот за один период смены кадра. Различают три типа таких обтюраторов—дисковый, конический и цилиндрический—сообразно форме поверхности, на которой имеются вырезы для пропускания и лопасти для перекрывания светового потока. Лопать, перекрывающая световой поток на время смены кадра, называется рабочей, а лопасть или лопасти, перекрывающие световой поток во время стояния кадра, называются холостыми. Всегда стремятся к уменьшению числа и размеров лопастей, поскольку от них зависит пропускание света обтюратором.

Выбор размера рабочей лопасти зависит от формы и размеров перекрываемого сечения светового пучка, от взаимного расположения оси вращения обтюратора и кадрового окна, от величины рабочего угла скачкового механизма кинопроектора и от графика пути фильма во время смены кадра, определяющего допустимые углы смазывания. Подробно эти вопросы рассматриваются в работах [60], [52].

Выбор числа, размеров и расположения холостых лопастей определяется требованием обеспечения слияния мельканий экра-

на при возможно большем коэффициенте пропускания obtюратора.

В главе III, § 2 мы рассмотрели влияние различных факторов на критическую частоту мельканий, из которых следует, что эта частота уменьшается с уменьшением размеров лопастей по отношению к размерам вырезов obtюратора. Вместе с тем холостые лопасти не могут быть сделаны значительно меньше рабочей лопасти, поскольку при нарушении равенства и симметричности расположения лопастей критическая частота мельканий резко возрастает.

При обычной освещенности киноэкрана, не превышающей 100–150 лк, и при соотношении ширины экрана и длины зрительного зала около 1 : 5 критическая частота мельканий не превышает 46 гц. Следовательно, при частоте кинопроекции 24 гц достаточна одна холостая лопасть, равная и расположенная симметрично рабочей лопасти.

При проекции широкоэкранных фильмов критическая частота мельканий увеличивается. По этой причине в некоторых системах широкоэкранного кино частота кинопроекции увеличивается до 30 кадр/сек [98].

Важнейшим следствием obtюрации светового потока кинопроектора является уменьшение кажущейся яркости B_k киноэкрана по сравнению с его истинной яркостью B во время освещения. Действие obtюратора в этом отношении совершенно аналогично действию светопоглощающей среды, помещенной на пути светового потока. Поскольку в последнем случае отношение яркостей прошедшего и падающего пучков лучей называется коэффициентом пропускания среды, естественно назвать отношение

$$\tau_{\text{обт}} = \frac{B_k}{B} \quad (\text{XIV},1)$$

коэффициентом пропускания obtюратора.

Согласно закону Тальбота (III,2), кажущаяся яркость B_k есть усредненная яркость мелькающего источника за весь период смены света и темноты. Так как яркость экрана при прочих равных условиях пропорциональна падающему на него световому потоку, то кажущаяся яркость B_k экрана во столько раз меньше истинной его яркости B , во сколько раз усредненный за весь период работы obtюратора световой поток кинопроектора $F_{\text{эф}}$ меньше истинного светового потока F , падающего на экран во время его освещения:

$$\frac{B_k}{B} = \frac{F_{\text{эф}}}{F} = \tau_{\text{обт}}. \quad (\text{XIV},2)$$

Величина $F_{\text{эф}}$ представляет эффективное значение светового потока кинопроектора при работающем obtюраторе и называется **п о л е з н ы м световым потоком кинопроектора** $F_{\text{пол}}$.

В общем виде эта величина, согласно теореме о среднем значении определенного интеграла, равна

$$F_{\text{эф}} = \frac{1}{T} \int_0^T F_t \cdot dt, \quad (\text{XIV},3)$$

где F_t —текущее значение падающего на экран обтюрлируемого светового потока и T —период работы обтюрлятора.

Из равенств (XIV,2) и (XIV,3) коэффициент пропускания обтюрлятора может быть выражен так:

$$\tau_{\text{обт}} = \frac{F_{\text{эф}}}{F} = \frac{1}{TF} \int_0^T F_t \cdot dt. \quad (\text{XIV},4)$$

Интеграл в формуле (XIV,4) дает количество световой энергии, выходящей из объектива кинопроектора за один период работы обтюрлятора. Знаменатель формулы (XIV,4) выражает количество световой энергии за тот же период при отсутствии обтюрлятора. Следовательно, коэффициент пропускания обтюрлятора есть отношение количеств световой энергии, выходящих из объектива кинопроектора при работающем обтюрляторе и без обтюрлятора за время, кратное периоду его работы*.

Согласно формуле (XIV,1) и закону Тальбота (III,2) имеем:

$$\tau_{\text{обт}} = \frac{t_{\text{осв}}}{T} = \frac{t_{\text{осв}}}{t_{\text{осв}} + t_{\text{зат}}},$$

где $t_{\text{осв}}$ и $t_{\text{зат}}$ —длительности освещения и затемнения экрана.

В случае дискового и конического обтюрляторов величины $t_{\text{осв}}$ и $t_{\text{зат}}$ пропорциональны угловым размерам $\alpha_{\text{св}}$ и α вырезов и лопастей обтюрлятора, т. е.

$$\tau_{\text{обт}} = \frac{\alpha_{\text{св}}}{\alpha_{\text{св}} + \alpha}.$$

Для двухлопастного симметричного обтюрлятора $\alpha_{\text{св}} = 180^\circ - \alpha$ и

$$\tau_{\text{обт}} = \frac{180^\circ - \alpha}{180^\circ} = 1 - \frac{\alpha}{180}. \quad (\text{XIV},5)$$

* Даваемое иногда определение коэффициента пропускания обтюрлятора как отношения светового потока кинопроектора при работающем обтюрляторе к световому потоку без обтюрлятора, без указания на эффективное значение первого, совершенно непригодно. При работающем обтюрляторе световой поток меняется от нуля до максимума, равного световому потоку без обтюрлятора. Соответственно указанное отношение меняется от нуля до единицы. Какое же значение этой переменной величины можно принять за коэффициент пропускания? Давая такое определение, забывают, что световой поток есть мощность световой энергии, т. е. величина, не интегрируемая во времени.

В случае цилиндрического обтюратора, когда световой поток перекрывается одновременно обеими лопастями сверху и снизу, коэффициент пропускания определяется по формулам

$$\left. \begin{aligned} \tau_{\text{обт}} &= 1 - \frac{\alpha + \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2)}{180^\circ}, \\ \beta_1 &= \arcsin \frac{d_1}{D} + \varphi, \quad \beta_2 = \arcsin \frac{d_2}{D} + \varphi, \quad \varphi = 2 \arcsin \frac{h}{2a}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{XIV}, 6)$$

где d_1 и d_2 —диаметры сечений светового пучка, перекрываемых обеими лопастями обтюратора; D —диаметр обтюратора; h —высота кадрового окна и a —расстояние от кадрового окна до оси вращения обтюратора.

Наибольшего значения $\tau_{\text{обт}}$ (до 0,6—0,65) удается достигнуть у конических обтюраторов благодаря тому, что секущую лопасть конструктивно проще расположить в непосредственной близости от кадрового окна, где пучок лучей имеет наименьшее сечение. Со светотехнической точки зрения наиболее целесообразен цилиндрический обтюратор, у которого $\tau_{\text{обт}} \leq 0,45$.

В табл. 49 приведены характеристики симметричных двухлопастных обтюраторов, применяемых в отечественных кинопроекторах.

Таблица 49

Характеристики обтюраторов светового потока

Тип кинопроектора	Тип обтюратора	α°	$\tau_{\text{обт}}$
КПТ-1	Цилиндрический	75 ($\beta_1 + \beta_2 = 30^\circ$)	0,43
КШС	Конический	84	0,54
К	Дисковый	90	0,50
ПП-16-1	Дисковый	72	0,60

§ 2. ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА КИНОФИЛЬМА ЛУЧИСТЫМ ПОТОКОМ НА НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОСВЕТИТЕЛЬНО-ПРОЕКЦИОННОЙ СИСТЕМЫ

Проецируемый кадр кинофильма частично поглощает падающий на него лучистый поток и нагревается. В кинопроекторах большой световой мощности это нагревание является весьма сильным и оказывает существенное влияние на физическое состояние кинофильма. Со светооптической точки зрения важны те изменения в этом состоянии, которые влияют на параметры осветительно-проекционной системы и на качество киноизображения. Такими изменениями являются нарушения плоскостности и постоянства положения проецируемого кадра. При особо сильном нагревании

фильма могут возникнуть изменения разрушительного характера—образование пузырьков в основе киноплёнки, делающих фильм непригодным для дальнейшего использования, и, наконец, сгорание фильма.

Тщательное и подробное исследование поведения проецируемого кадра 35-мм кинофильма в кинопроекторе с дугой высокой интенсивности [83] показало следующее:

1) кинофильм, до начала его освещения (т. е. в момент входа проецируемого кадра в кадровое окно), является плоским или,

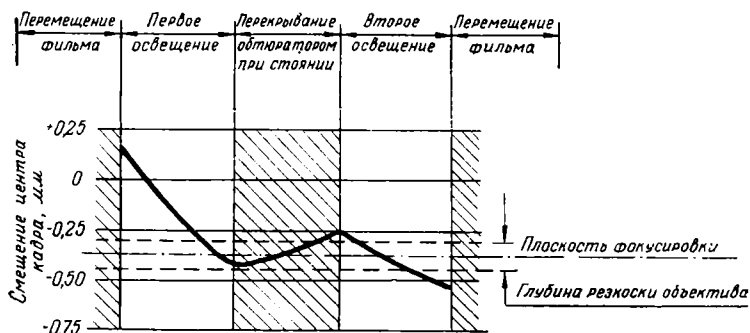


Рис. 224. График смещения центра кадра кинофильма во время проекции

чаще, имеет изгиб со стрелкой около 0,1 мм в сторону объектива (положительный изгиб) вследствие большей усадки эмульсии, чем основы;

2) с началом освещения центральная часть кадра начинает немедленно смещаться в сторону дуги (отрицательное смещение) и перед перекрытием светового потока холостой лопастью obtюратора кадр оказывается изогнутым в сторону дуги (отрицательный изгиб).

Явление отрицательного смещения кадра объясняется тем, что лучистая энергия поглощается только эмульсионным слоем пленки. Основа пленки практически совершенно прозрачна в интервале длин волн от 300 до 2800 мкм, на который приходится основная часть излучения дуги высокой интенсивности. Соответственно поглощению света, нагревание пленки начинается с эмульсионного слоя и лишь затем постепенно передается основе. Ввиду этого эмульсионный слой начинает растягиваться, что, в свою очередь, вынуждает фильм принимать отрицательный изгиб. Этот эффект вполне аналогичен тому, который происходит при нагревании в биметаллической пластинке;

3) перекрытие светового потока холостой лопастью obtюратора немедленно приостанавливает отрицательное смещение. За счет некоторого остывания фильма и передачи части тепла основе происходит уменьшение отрицательного изгиба;

4) с началом второго освещения кадра отрицательное смещение возобновляется, но протекает несколько медленнее, чем при первом освещении. В конце второго освещения, т. е. перед началом смены кадра в кадровом окне, величина смещения достигает примерно $0,2 \div 0,6$ мм в зависимости от облученности и оптической плотности кадра.

На рис. 224 представлен график смещения центральной части кадра кинофильма в течение одного периода смены кадров в кинопроекторе с полезным световым потоком около 9000 лм без каких-либо охлаждающих устройств [81]. Этот график наглядно иллюстрирует явление отрицательного смещения и показывает, что кадр (центральная его часть) находится в пределах глубины резкости объектива ($f' = 125$ мм, $1 : 1,9$) только около 50% времени проекции. Это наилучшее, что может быть достигнуто при условиях, которым соответствует рассматриваемый график. При этом объектив фокусируется не на номинальное положение плоского фильма в кадровом окне, а на плоскость, отстоящую на 0,4 мм в сторону дуги.

Явление отрицательного искривления фильма имеет место в разной степени при всех плотностях облучения E^3 кадра и носит обратимый характер. По мере возрастания E^3 , начиная от $\sim 0,40$ вт/мм², возникает ряд новых явлений. При $E^3 = 0,40 \div 0,60$ вт/мм² [85] возникает остаточное выпучивание фильма, заключающееся в том, что участки разной плотности каждого кадра находятся на различных уровнях над первоначальной поверхностью фильма. Максимальное выпучивание достигает значительной величины 0,12—0,25 мм, однако оно не приводит к ухудшению качества изображения на экране. Это может объясняться тем, что разность уровней наиболее светлых и наиболее темных участков кадров значительно меньше, чем величина выпучивания, и укладывается в пределах глубины резкости объектива.

При $E^3 = 0,70 \div 0,80$ вт/мм² имеет место явление, называемое смещением фокуса, — фокусировка изображения нарушается от сцены к сцене даже в пределах одной части фильма и при отсутствии склеек. Приходится производить частую перефокусировку объектива, в особенности короткофокусного, во время проекции. Причиной рассматриваемого явления может быть различная величина отрицательного смещения для разных участков фильма. Величина смещения фокуса может достигать 0,05 \div 0,10 мм.

При $E^3 > 0,80$ вт/мм² наблюдается наряду с отрицательным изгибом также положительный изгиб (в сторону объектива), что объясняется [83] высыханием эмульсии при высоких температурах и прогрессирующей усадкой ее, а также размягчением основы. Часто один и тот же кадр меняет направление изгиба во время проекции. Рассматриваемое явление делает невозможным получение резкого изображения на экране. Это объясняется не только увеличением диапазона смещения центральной части кадра, но также тем, что при положительном изгибе кривизна

кадра имеет знак, противоположный кривизне поверхности изображения проекционного объектива.

Разрушительные явления—образование пузырьков в основе фильма—начинаются при $E^3 = 1,20 - 1,30$ *вт/мм²*.

Рассмотренные явления, вызываемые в фильме падающим на него лучистым потоком, обуславливают два важных ограничения параметров осветительно-проекционных систем.

Во-первых, плотность облучения (энергетическая освещенность) в центре кадра не должна превышать приблизительно $0,7$ *вт/мм²* (при отсутствии охлаждения фильма), чтобы избежать чрезмерных и разносторонних изгибаний фильма и, тем более, разрушительных явлений. Тем самым ставится ограничение максимальной допустимой величины полезного светового потока $F_{\text{пол}}$ кинопроектора.

Во-вторых, глубина резкости объектива должна быть достаточной, чтобы при имеющихся смещениях фильма изображение на экране оставалось визуально резким, без дополнительных перефокусировок объектива во время проекции. Это обстоятельство ограничивает максимально допустимую величину относительного отверстия ϵ проекционного объектива и минимально допустимую величину его фокусного расстояния f' .

Определим ориентировочные предельные значения названных величин $F_{\text{пол}}^{\text{max}}$, ϵ_{max} и f'_{max} .

В случае дуги высокой интенсивности одному ватту лучистого потока соответствует световой поток около 115 *лм*. Следовательно, максимально допустимая освещенность в центре кадра равна $115 \times 0,7 = 80$ *лм/мм²*. Имея в виду допускаемую неравномерность освещения диффузного экрана с соотношением сторон $4 : 3$, получим, что средняя по всей площади кадра освещенность не должна превышать $\frac{1}{2} (80 + 0,65 \cdot 80) \cong 60$ *лм/мм²*. При размерах кадрового окна $20,9 \cdot 15,2$ *мм* и коэффициентах пропускания: обтюлятора— $0,5$, объектива— $0,75$ (с учетом виньетирования), проекционного окна— $0,9$ получим:

$$F_{\text{пол}}^{\text{max}} = 60 \cdot 20,9 \cdot 15,2 \cdot 0,5 \cdot 0,75 \cdot 0,9 \cong 6000 \text{ лм.}$$

Главным средством увеличения $F_{\text{пол}}^{\text{max}}$ является применение теплофильтров, повышающих долю видимых излучений в падающем на фильм лучистом потоке. Так, если бы удалось полностью отделить невидимые излучения, составляющие около 50% всего излучения дуги высокой интенсивности, то предельному значению $E^3 = 0,7$ *вт/мм²* соответствовала бы освещенность не в 80 , а в 160 *лм/мм²* и $F_{\text{пол}}^{\text{max}}$ мог бы возрасти до $12\,000$ *лм*. В действительности интерференционные теплофильтры отводят $50 \div 70\%$ инфракрасного излучения и до 10% видимого излучения и позволяют увеличить полезный световой поток кинопроектора в $1,3 \div 1,5$ раза, т. е. до $\sim 8000 \div 9000$ *лм*.

Эффективность применения интерференционных теплофильтров в отношении уменьшения изгиба фильма может иллюстрироваться следующими данными [100]. В кинопроекторе с $F_{\text{пол}} = 5000$ лм изгиб фильма без теплофильтра достигал 0,31 мм, а с теплофильтром—0,13 мм. В кинопроекторе с $F_{\text{пол}} = 9000$ лм изгибы соответственно равны 0,42 и 0,17 мм.

Для 16-мм фильмов $F_{\text{пол}}^{\text{max}} = 2200$ лм при наличии теплофильтра [87].

Дальнейшее увеличение полезного светового потока кинопроектора может быть достигнуто путем воздушного охлаждения фильма и водяного охлаждения фильмового канала. Согласно литературным данным [85], воздушное охлаждение в зависимости от его интенсивности позволяет увеличить $F_{\text{пол}}^{\text{max}}$ на 30% ÷ 60%. Следует вместе с тем иметь в виду, что наряду с охлаждением фильма воздушное дутье усиливает усушку и коробление его, а потому должно применяться только в тех случаях, когда применения теплофильтра недостаточно для получения требуемого $F_{\text{пол}}$.

Водяное охлаждение фильмового канала играет вспомогательную роль, препятствуя дополнительному нагреванию фильма от горячих металлических частей, и является всегда полезным.

При увеличении площади кадрового окна, как это имеет место у широкоэкранных фильмов, например до $23,1 \times 18,1$ мм, и применяя все указанные средства охлаждения фильма, величина $F_{\text{пол}}^{\text{max}}$ может быть доведена до 15 000 лм и более.

Рассмотрим теперь связь глубины резкости проекционного объектива с его относительным отверстием ε и фокусным расстоянием f' . Согласно схеме, изображенной на рис. 225, имеем:

$$\frac{d'}{D_{\text{вых. зр}}} = \frac{\Delta x'}{p' + \Delta x'},$$

где d' —диаметр кружка рассеяния на экране при смещении центра кадра на величину Δx ; $D_{\text{вых. зр}}$ —диаметр выходного зрачка объектива; $\Delta x'$ —смещение изображения и p' —расстояние от выходного зрачка объектива до экрана. Имея в виду, что $\Delta x' \ll p'$ и $p' \approx x'$, можно последнее соотношение переписать в следующем виде:

$$\frac{d'}{D_{\text{в. х. зр}}} = \frac{\Delta x'}{x'}.$$

Смещение $\Delta x'$ изображения связано со смещением Δx кадра соотношением $\Delta x' = \beta^2 \cdot \Delta x$, где $\beta^2 = \bar{\alpha}$ —продольное увеличение объектива, равное квадрату линейного увеличения β . В свою очередь, $\beta = -\frac{x'}{f'}$. Таким образом, получаем:

$$\begin{aligned} \text{или} \quad \frac{d'}{D_{\text{вых. зр}}} &= \frac{x'^2 \cdot \Delta x}{f'^2 \cdot x'}, \\ \Delta x &= \frac{d \cdot f'^2}{D_{\text{вых. зр}} \cdot x'} = \frac{d'}{x'} \cdot \frac{f'}{\varepsilon}. \end{aligned} \quad (\text{XIV, 7})$$

В отношении величины d' существенно отметить следующее. Во-первых, угловой предел разрешения глаза наблюдателя при рассматривании малоконтрастного изображения небольшой яркости на киноэкране достигает $15'$ [24].

Во-вторых, критическим для оценки резкости изображения является зритель первого ряда мест кинотеатра, удаленный от экрана на расстояние L_1 , равное в обычных киноустановках

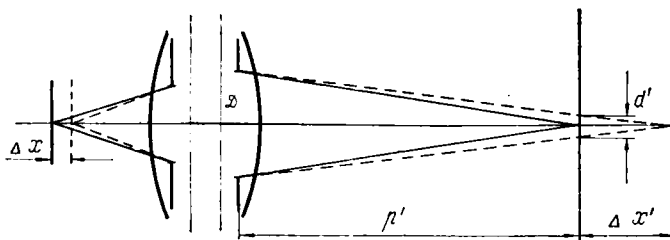


Рис. 225. Схема для определения глубины резкости Δx проекционного объектива

$1,5 a'$, где a' — ширина экрана. Так как $a' = \left(\frac{1}{5} \div \frac{1}{6}\right) L'$, то $L_1 = 1,5 \left(\frac{1}{5} \div \frac{1}{6}\right) L'$, где L' принимается за длину зрительного зала. Таким образом,

$$L' = \frac{5 \div 6}{1,5} L_1 \approx 3,5 L_1.$$

Отношение $\frac{d'}{L_1}$ дает угловой размер кружка d' для зрителя первого ряда. Принимая этот угол равным около $12'$, получаем в радианах $\frac{d'}{L_1} = 0,0035$. Формула (XIV,7) принимает при этих условиях следующий вид:

$$\Delta x = \frac{d'}{3,5 L_1} \cdot \frac{f'}{\varepsilon} \cong 0,001 \frac{f'}{\varepsilon}. \quad (\text{XIV},7')$$

Таким образом, допускаемое смещение Δx кадра от номинального положения, т. е. глубина резкости объектива, пропорциональна его фокусному расстоянию f' и обратно пропорциональна относительному отверстию ε .

Имея в виду указанные выше пределы смещений Δx фильма при проекции, влияние теплофильтра и воздушного дутья на уменьшение этих смещений, а также литературные [83], [97] и практические данные о качестве проекции с различными объективами можно назвать следующие ориентировочные значения ε_{max} и f'_{min} :

а) в 35-мм кинопроекторах с дугой высокой интенсивности при $F_{пол}$ до 5000 лм без теплофильтра и воздушного охлаждения

фильма, при $F_{\text{пол}}$ до 9000 л.м с теплофильтром и при $F_{\text{пол}}$ свыше 9000 л.м с теплофильтром и с воздушным охлаждением фильма:

$$\varepsilon_{\text{max}} = 1 : 1,7 \quad \text{и} \quad f'_{\text{min}} = 100 \text{ м.м.};$$

б) в 16-мм кинопроекторах с лампой накаливания при $F_{\text{пол}}$ до 300 л.м:

$$\varepsilon_{\text{max}} = 1 : 1,2 \quad \text{и} \quad f'_{\text{min}} = 35 \text{ м.м.},$$

а с ксеноновой лампой и с теплофильтром при $F_{\text{пол}}$ до 2000 л.м:

$$\varepsilon_{\text{max}} = 1 : 1,5 \quad \text{и} \quad f'_{\text{min}} = 50 \text{ м.м.}$$

В заключение укажем, что влияние лучистого потока сказывается сильнее на черно-белых фильмах, чем на цветных, и на фильмах с триацетатной основой, чем с нитроосновой. Первое объясняется сравнительно малым поглощением инфракрасного излучения цветными фильмами. Второе объясняется значительно более сильным короблением безопасной триацетатной пленки под влиянием нагревания по сравнению с нитропленкой.

§ 3. ВОЗМОЖНЫЕ ТИПЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЗВУКА С ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ФОНОГРАММЫ

Светооптическую систему для воспроизведения звука, называемую иначе читающей системой, можно рассматривать как светопровод (световой канал) от источника света к фотоэлементу, проходящий через фонограмму. Единственные принципиальные требования, предъявляемые к этому светопроводу, заключаются в том, чтобы в одном определенном сечении, а именно в сечении плоскостью фонограммы, он имел: 1) строго определенные размеры и форму и 2) равномерную и возможно большую поверхностную плотность лучистого потока. Это сечение обычно называют читающим штрихом.

Никаких других принципиальных требований к читающей системе не предъявляется, в том числе не предъявляется никаких требований в отношении передачи какой-либо структуры, т. е. разрешающей силы.

При проектировании читающей системы первой задачей является выбор рациональной схемы. Этому может помочь классификация всех существующих и возможных типов читающих систем по признакам, определяющим: а) способ получения требуемых размеров и формы читающего штриха и б) способ получения равномерной освещенности читающего штриха.

Первый признак классификации вытекает из того, что указанный выше светопровод всегда осуществляется в виде некоторой оптической системы, в которой читающий штрих является ее люком—выходным или входным. Другими словами, размеры читающего штриха определяются размерами сопряженной с плоскостью

фонограммы диафрагмы поля зрения. При этом диафрагма поля зрения может быть одной, общей для вертикального и горизонтального сечений системы или же для каждого из этих сечений может иметься своя отдельная диафрагма. Местоположение диафрагмы поля зрения и ее общность или раздельность для вертикального и горизонтального сечений системы в основном определяют схему ее построения и конструкцию и представляют первый признак классификации читающих систем*.

Вторым признаком классификации является схема освещения читающего штриха, определяющая, какими лучами освещается каждая его точка, а именно из каких точек источника света и в каких направлениях выходят эти лучи. Совместно с яркостными характеристиками источника света схема освещения читающего штриха определяет степень равномерности его освещения.

Предлагаемая классификация читающих систем может быть представлена в следующем виде:

Классификация читающих систем

А. По расположению диафрагмы поля зрения

1. Системы с общей диафрагмой поля зрения в вертикальном и горизонтальном сечениях.

1. Диафрагмой поля зрения является светящееся тело источника света (т. е. светящееся тело строго определенных размеров изображается при помощи объектива на фонограмме в виде читающего штриха). Попытки применения таких систем с лампой накаливания [57] встретили большие трудности. Представляется, однако, возможным осуществление подобной системы с трубчатой электроразрядной лампой.

2. Диафрагма поля зрения расположена перед фонограммой. К этому типу относятся читающие системы кинопроекторов КПТ-1, К-303, КПС и др.

3. Диафрагма поля зрения совмещена с фонограммой. Практически системы этого типа не могут быть применены вследствие невозможности расположения механической щели вплотную к пленке и неизбежного загрязнения весьма тонкой щели (около 20 мк).

4. Диафрагма поля зрения расположена после фонограммы. У нас система такого типа разработана в последнее время для кинопроектора большой световой мощности [74].

* Применительно к читающим системам вместо термина «диафрагма поля зрения» обычно употребляется термин «механическая щель». Однако первый термин является более общим, включающим в себя любой ограничитель размеров читающего штриха—специальную диафрагму (щель), оправу оптического элемента, источник света и др.

II. Системы с отдельными диафрагмами поля зрения в вертикальном и горизонтальном сечениях

В вертикальном сечении

1. Диафрагмой поля зрения является светящееся тело источника света.

К этому типу относятся читающие системы с цилиндрической оптикой, применяемые в кинопроекторах ПП-16-1, К-303М и др.

2. Диафрагма поля зрения расположена перед фонограммой.

3. Диафрагма поля зрения расположена перед фонограммой.

4. Диафрагма поля зрения расположена после фонограммы.

В горизонтальном сечении

Диафрагма поля зрения расположена перед фонограммой.

Диафрагма поля зрения расположена перед фонограммой.

Диафрагма поля зрения совмещена с фонограммой.

Диафрагма поля зрения совмещена с фонограммой.

П р и м е ч а н и е. В группе II возможны в принципе также другие варианты. Здесь приведены только основные типы, нашедшие или могущие найти практическое применение.

Б. По схеме освещения читающего штриха

1. Каждая точка штриха освещается лучами, вышедшими из одной сопряженной точки источника света во всех направлениях, используемых оптической системой. Равномерность освещения штриха зависит от постоянства яркости по площади источника света; на практике системы этого типа не применяются ввиду непостоянства яркости по площади спирали лампы накаливания.

2. Каждая точка штриха освещается лучами, вышедшими из всех точек источника света в направлениях к сопряженной точке диафрагмы поля зрения. К этому типу относятся читающие системы кинопроекторов КПТ-1, К-303, КПС и др. Равномерность освещения штриха зависит от постоянства яркости источника света в различных направлениях.

3. Каждая точка штриха освещается лучами, вышедшими из всех точек источника света в хаотически различных направлениях. Равномерность освещения штриха имеет место при любом распределении яркости источника света. Такое освещение достигается при помощи стеклянного светопровода, расположенного перед фонограммой.

4. Каждая точка штриха освещается лучами, вышедшими из всех точек отдельного участка источника света в направлениях,

лежащих внутри определенной части пространственной апертуры оптической системы. К этому типу относятся читающие системы с цилиндрической оптикой (кинопроекторы ПП-16-1, К-303М и др.).

Равномерность освещения штриха зависит от постоянства средней яркости каждого из указанных отдельных участков источника света в пределах соответствующей части пространственной апертуры оптической системы.

Каждая конкретная система вполне характеризуется как по существу, так и по схеме построения указанием, к какому типу она относится по признакам А и Б. В том случае, когда две или несколько разных систем относятся к одному и тому же типу настоящей классификации, различия между ними не имеют принципиального значения.

Выбор схемы читающей системы в каждом конкретном случае определяется требованиями наибольшей простоты и экономичности, необходимой точностью размеров читающего штриха и допустимой неравномерностью его освещенности совместно с геометрическими и яркостными характеристиками источника света [8]. В качестве последнего применяются исключительно электрические лампы накаливания с телом накала в виде простой спирали или биспирали. Неодинаковость геометрических параметров спирали у различных экземпляров ламп и изменение этих параметров во время горения лампы (в частности провисание раскаленной спирали), а также неравномерность яркости по площади спирали в различных направлениях пространства не позволяют получить большой точности размеров читающего штриха в системах типа АII и АIII и высокой равномерности его освещения в системах типа Б1, Б2 и Б4. Значительное увеличение равномерности освещения в читающих системах типа Б2 можно достичь при использовании изогнутой в горизонтальной плоскости, выпуклой в сторону фонограммы, спирали лампы, а также при расположении оси прямой спирали перпендикулярно читающему штриху [82].

При указанных свойствах спиралей ламп накаливания наилучших результатов можно достичь в системах типа АI2Б2 (рис. 226) с изогнутой или вертикально расположенной спиралью и АI4Б3 (рис. 227) с освещением фонограммы через светопровод. Спад освещенности от середины к краям читающего штриха может не превышать в этих системах 10%.

Важнейшей характеристикой читающей системы является величина эффективного (для применяемого фотоэлемента) лучистого потока F , проходящего через читающий штрих. Качество воспроизведения звука при прочих равных условиях возрастает с увеличением F , так как при этом возрастает уровень полезного сигнала над помехами в электроакустическом тракте звуковоспроизводящего устройства.

В соответствии с формулами (V,26) и (V,32) эффективный лучистый поток, проходящий через оптическую систему, можно

приближенно определять по формуле

$$F = k \cdot B \cdot \tau \cdot S \cdot \sin u_B \cdot \sin u_G = k \cdot B \cdot \tau \cdot S' \cdot \sin u'_B \cdot \sin u'_G, \quad (\text{XIV}, 8)$$

где B —габаритная эффективная яркость источника света; S —площадь изображаемого предмета, предполагаемая малой по сравнению с расстоянием до входного зрачка системы; S' —площадь

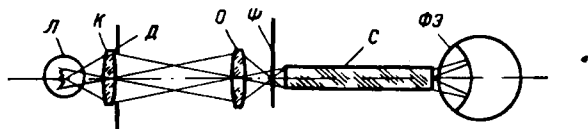


Рис. 226. Читающая система типа А12В2:
Л—лампа накаливания, К—конденсор, Д—механическая щель, О—объектив, Ф—фонограмма, С—светопровод, ФЭ—фотоэлемент

изображения; τ —коэффициент пропускания оптической системы; u_B и u'_B , u_G и u'_G —апертурные углы системы в двух взаимно перпендикулярных сечениях (обычно в вертикальном и гори-

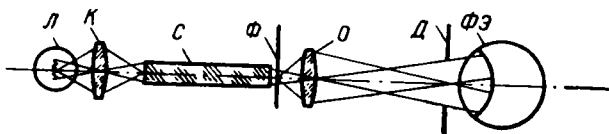


Рис. 227. Читающая система типа А14В3 (обозначения те же, что на рис. 226)

зонтально) соответственно со стороны предмета и со стороны изображения и k —числовой множитель, величина которого зависит от формы входного зрачка оптической системы и выбора сечений, в которых взяты углы u_B и u_G .

Согласно формуле (XIV,8), эффективный лучистый поток читающего штриха может быть повышен за счет яркости источника света и за счет величин τ , $\sin u_B$ и $\sin u_G$, определяющих светосилу читающей системы.

В качестве источников света читающих систем применяются исключительно электрические лампы накаливания обычного типа мощностью от 3 до 80 *вт* при напряжениях от 4 до 12, реже до 30 *в*. Габаритная яркость таких ламп лежит в пределах от 5 *Мвт* до 15 *Мвт* (500 → 1500 *сб*). Существуют возможности увеличения яркости вольфрамовых ламп (на 50% и более) путем применения ксенонового наполнения и изменения конструкции тела накала с целью повышения заполнения его габаритов вольфрамом и преимущественного использования заполнения внутренних участков спирали. Однако в настоящее время эти пути еще не реализованы.

Рассмотрим возможности увеличения эффективного лучистого потока читающей системы за счет увеличения ее светосилы [74].

а. Увеличение апертуры оптической системы. Смещения Δ фонограммы вдоль оптической оси читающей системы, имеющие место вследствие эксцентриситета гладкого барабана и различия в толщине киноплёнки, достигают $\pm 0,03$ мм. Эти смещения приводят к увеличению толщины читающего штриха на величину

$$\Delta S = 2 \cdot \Delta \cdot \operatorname{tg} u_B, \quad (\text{XIV},9)$$

где u_B — апертурный угол оптической системы со стороны фонограммы в вертикальном сечении.

Если исходить из существующего допуска на толщину читающего штриха, равного $0,004$ мм ($\pm 0,002$ мм), то, согласно формуле (XIV,9), $\sin u_B$ не должен превосходить $0,07$. При столь малой апертуре не представляется возможным получить прием-

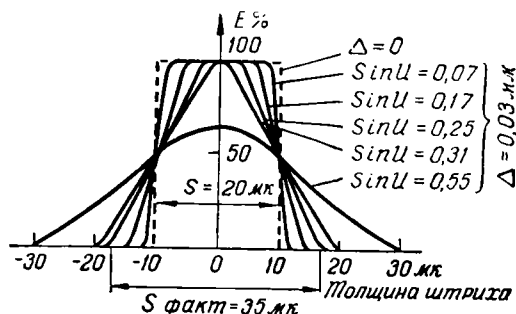


Рис. 228. Кривые распределения освещенности по толщине читающего штриха

лемую величину эффективного лучистого потока. Однако практически $\sin u_B$ может быть значительно больше, чем $0,07$ благодаря тому, что в смещенной плоскости фонограммы освещенность крайних участков штриха (по его толщине) мала по сравнению с освещенностью средней части его.

На рис. 228 представлены кривые изменения освещенности по толщине штриха в смещенной на $0,03$ мм плоскости фонограммы при $\sin u_B = 0,07; 0,17; 0,25; 0,31$ и $0,55$. Пунктиром показано равномерное распределение освещенности в плоскости резкого читающего штриха ($\Delta = 0$).

Максимально допустимое значение $\sin u_B$ может быть приближенно определено, если принять, что уменьшение отдачи фонограммы при ее смещении на $0,03$ мм должно быть таким же, как при увеличении толщины равномерно освещенного читающего штриха от нижнего до верхнего допустимого предела (т. е. от $0,018$ до $0,022$ мм). На основе формул и графиков, приведенных в работе [57]¹, можно показать, что для синусоидальной фонограммы с частотой 6000 гц это имеет место при $\sin u_B \approx 0,28$. Последняя величина также на практике считается предельным значением числовой апертуры читающих систем [106]. В отечественной

аппаратуре используются микрообъективы с числовой апертурой $\sin u_B \leq 0,25$, имея в виду необходимость воспроизведения и более высоких частот, чем 6000 гц.

Согласно формуле (XIV,9) и кривым на рис. 228, при $\sin u_B = 0,25$ фактическая толщина штриха в смещенной на 0,03 мм плоскости фонограммы $S_{\text{факт}} = 35 \text{ мк}$. Однако с точки зрения отдачи фонограммы неравномерно освещенный штрих толщиной $S_{\text{факт}} = 35 \text{ мк}$ равноценен (для частоты 6000 гц) равномерно освещенному

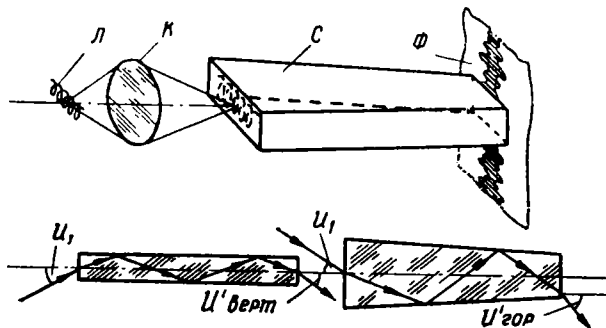


Рис. 229. Осветительная система с клиновидным светопроводом: $u'_{\text{верт}} = u_1$; $u'_{\text{гор}} > u_1$ (обозначения те же, что на рис. 226)

штриху толщиной $S_{\text{эф}} = 22 \text{ мк}$. Последнюю величину можно назвать эффективной толщиной неравномерно освещенного штриха для данной частоты фонограммы.

Таким образом, для сохранения достаточного постоянства частотной характеристики читающей системы при существующих продольных смещениях фонограммы числовая апертура этой системы со стороны фонограммы не должна превышать 0,25. Однако это ограничение существенно только для вертикального сечения читающей системы. В горизонтальном же сечении, в котором допуск на длину читающего штриха в десятки раз превышает допуск на его толщину и дефокусировка штриха не влияет на качество звуковоспроизведения, такого ограничения нет. Это обстоятельство позволяет значительно увеличить светосилу читающей системы за счет увеличения ее апертуры в горизонтальном сечении. Так, замена читающей системы с круглым зрачком и $\sin u_B = \sin u_{\Gamma} = 0,25$ на систему с прямоугольным зрачком и $\sin u_B = 0,25$, $\sin u_{\Gamma} = 0,40$ дает, согласно формуле (XIV,8), увеличение эффективного лучистого потока читающего штриха в $\frac{4 \cdot B \cdot \tau \cdot S \cdot 0,25 \cdot 0,40}{\pi \cdot B \cdot \tau \cdot S \cdot 0,25 \cdot 0,25} \cong 2$ раза.

б. Увеличение коэффициента пропускания читающей системы. Рассмотрим возможности увеличения τ читающей системы применительно к одной из лучших схем, представленной на рис. 227. При числовой апертуре читающей системы, равной 0,40 (в гори-

зонтальном сечении), конденсор должен иметь угол охвата около 80° и трехлинзовую конструкцию (при сферических поверхностях линз). При этом значительная часть лучистого потока не попадает на входную грань светопровода вследствие абберационного рассеяния света конденсором. Эффективный коэффициент пропускания конденсора оказывается весьма низким (около 55%). Заметное снижение абберационного светорассеяния может быть достигнуто путем облегчения условий работы конденсора (уменьшения угла охвата) в случае применения клиновидного светопровода (рис. 229).

Клиновидный светопровод C имеет в вертикальном сечении параллельные грани и угловое увеличение, равное единице, а в горизонтальном сечении — наклонные друг к другу, сходящиеся к фонограмме грани и угловое увеличение больше единицы. Благодаря этому конденсор K , изображающий источник света L на входной грани светопровода, может рассчитываться из условия заполнения светом апертуры микрообъектива только в вертикальном сечении (т. е. сравнительно небольшой апертуры). Увеличение же апертуры входящих в микрообъектив пучков лучей в горизонтальном сечении обеспечивается наклонными гранями светопровода. Это позволяет значительно уменьшить угол охвата конденсора, упростить его конструкцию и, следовательно, увеличить эффективный коэффициент пропускания. Так, при $\sin u_B = 0,25$ и $\sin u_G = 0,40$ достаточен двухлинзовый конденсор с $2 U_{\text{охв}} \approx 50^\circ$ и светопровод с углом между гранями около 2° . Эффективный коэффициент пропускания достигает 65% в случае непросветленной оптики и 80% — в случае просветления ее.

Приложение 1
**КОЭФФИЦИЕНТЫ ЦВЕТНОСТИ И УДЕЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ
 ЦВЕТА СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В СИСТЕМЕ X, Y, Z**

Коэффициенты цветности			λ нм	Удельные коэффициенты цвета		
x	y	z		\bar{x}	\bar{y}	\bar{z}
1	2	3	4	5	6	7
0,1741	0,0050	0,8209	380	0,0014	0,0000	0,0065
0,1738	0,0049	0,8213	390	0,0042	0,0001	0,0201
0,1733	0,0048	0,8219	400	0,0143	0,0004	0,0679
0,1726	0,0048	0,8226	410	0,0435	0,0012	0,2074
0,1714	0,0051	0,8235	420	0,1344	0,0040	0,6456
0,1689	0,0069	0,8542	430	0,2839	0,0116	1,3856
0,1644	0,0109	0,8247	440	0,3483	0,0230	1,7471
0,1566	0,0177	0,8257	450	0,3362	0,0380	1,7721
0,1440	0,0297	0,8263	460	0,2908	0,0600	1,6692
0,1241	0,0578	0,8181	470	0,1954	0,0910	1,2876
0,0913	0,1327	0,7760	480	0,0956	0,1390	0,8130
0,0454	0,2950	0,6596	490	0,0320	0,2080	0,4652
0,0082	0,5384	0,4534	500	0,0049	0,3230	0,2720
0,0139	0,7502	0,2359	510	0,0093	0,5030	0,1582
0,0743	0,8338	0,0919	520	0,0633	0,7100	0,0782
0,1547	0,8059	0,0394	530	0,1655	0,8620	0,0422
0,2296	0,7543	0,0161	540	0,2904	0,9540	0,0203
0,3016	0,6923	0,0061	550	0,4334	0,9950	0,0087
0,3731	0,6245	0,0024	560	0,5945	0,9950	0,0039
0,4441	0,5547	0,0012	570	0,7621	0,9520	0,0021
0,5125	0,4866	0,0009	580	0,9163	0,8700	0,0017
0,5752	0,4242	0,0006	590	1,0263	0,7570	0,0011
0,6270	0,3725	0,0005	600	1,0622	0,6310	0,0008
0,6658	0,3340	0,0002	610	1,0026	0,5030	0,0003
0,6915	0,3083	0,0002	620	0,8544	0,3810	0,0002
0,7079	0,2920	0,0001	630	0,6424	0,2650	0,0000
0,7190	0,2809	0,0001	640	0,4479	0,1750	0,0000
0,7260	0,2740	0,0000	650	0,2835	0,1070	0,0000
0,7300	0,2700	0,0000	660	0,1649	0,0610	0,0000
0,7320	0,2680	0,0000	670	0,0874	0,0320	0,0000
0,7334	0,2666	0,0000	680	0,0468	0,0170	0,0000
0,7344	0,2656	0,0000	690	0,0227	0,0082	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	700	0,0114	0,0041	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	710	0,0058	0,0021	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	720	0,0029	0,0010	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	730	0,0014	0,0005	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	740	0,0007	0,0003	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	750	0,0003	0,0001	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	760	0,0002	0,0001	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	770	0,0001	0,0000	0,0000
0,7347	0,2653	0,0000	780	0,0000	0,0000	0,0000

МАРКИ СТЕКОЛ И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ, ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ И ТЕРМИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Марка стекла	Показатель преломления n_D	Средняя дисперсия $\times 10^5$ $n_F - n_C$	Коэффициент дисперсии $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	Термооптическая постоянная $\times 10^6$ $V_C = \frac{\beta_C}{n_C - 1} - a$	Правращение показателя преломления $\times 10^6$			Коэффициент линейного расширения $\alpha \times 10^7$ в пределах температур	
					β_C	β_D	β_F	от -60 до +20°C	от +20 до +120°C
Легкие кроны									
ЛК3	1,48740	696	70,0	-10,7	-1,0	-0,9	-0,6	86	92
ЛК4	1,49030	753	65,1	2,8	3,8	3,9	4,2	50	52
ЛК5	1,47810	729	65,6	9,7	6,2	6,5	6,9	33	35
ЛК6	1,47040	704	66,8	-8,6	-0,3	-0,2		80	83
Кроны									
(К1)	1,49820	765	65,1	-2,0	2,1	2,2	2,5	62	65
К2	1,50040	758	66,0	0,6	3,2	3,4	3,7	58	65
(К3)	1,51000	805	63,4	-3,3	2,1	2,2	2,5	74	84
К5	1,51100	795	64,3	-1,4	2,7	2,8	3,1	67	76
К8	1,51630	806	64,1	-2,2	2,6	2,8	3,3	72	76
К14	1,51470	849	60,6	1,5	4,1	4,2	4,6	65	71
К15	1,53350	962	55,5	-2,6	2,9	3,1	3,7	81	94
(К18)	1,51910	860	60,4	0,4	3,5	3,6	3,8	64	71
К19	1,51870	841	61,7	-2,8	2,4	2,6	3,1	74	80
К20	1,52630	875	60,1	0,2	3,7	4,0	4,4	69	75
Баритовые кроны									
БК4	1,53020	877	60,5	-3,8	1,9	2,1	2,5	74	80
БК6	1,53990	905	59,7	-4,4	1,6	1,8	2,2	74	84
БК8	1,54670	871	62,8	0,6	3,4	3,6	4,0	56	64
(БК9)	1,56460	1012	56,8	-1,3	3,1	3,3	3,8	68	76
БК10	1,56880	1015	56,0	0,0	3,7	3,9	4,4	65	74

Марка стекла	Показатель преломления n_D	Средняя дисперсия $\times 10^3$ $n_F - n_C$	Коэффициент дисперсии $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	Термооптическая постоянная $\times 10^6$ $V_C = \frac{\beta_C}{n_C - 1} - \alpha$	Приращение показателя преломления $\times 10^6$			Коэффициент линейного расширения $\times 10^7$ в пределах температур	
					β_C	β_D	β_F	от -60 до +20°C	от +20 до +120°C
БК11)	1,55240	872	63,3	-1,1	2,7	2,8	3,2	60	67
БК12	1,56060	961	58,3	-3,0	2,3	2,5	2,9	71	77
БК13	1,55940	915	61,1	-1,7	2,5	2,7	3,1	62	69
Тяжелые кроны									
ТК1)	1,56380	928	60,8	-0,7	2,9	3,0	3,4	59	61
ТК2	1,57240	996	57,5	-1,0	3,1	3,3	3,8	64	70
ТК3	1,58910	962	61,2	0,2	3,3	3,5	3,8	54	60
ТК4	1,61110	1095	55,8	1,7	4,6	4,8	5,3	59	66
ТК7)	1,61370	1090	56,3	-2,3	2,7	2,9	3,4	67	73
ТК8	1,61400	1114	55,1	0,2	3,9	4,0	4,5	62	69
ТК9)	1,61710	1142	54,0	-1,4	3,5	3,7	4,3	71	77
ТК12	1,56880	904	62,9	-0,9	2,8	2,9	3,1	58	65
ТК13)	1,60380	996	60,6	-2,3	2,3	2,5	2,9	61	67
ТК14	1,61300	1012	60,6	-3,0	2,0	2,1	2,3	63	69
ТК16	1,61260	1050	58,3	-3,5	2,0	2,1	2,6	68	72
ТК20	1,62200	1097	56,7	-3,4	2,1	2,3	2,7	68	73
ТК21	1,65680	1285	51,1	-2,7	3,1	3,4	4,0	74	81
Кронфлинты									
К01	1,51530	946	54,5	0,1	3,3	3,5	4,0	63	66
К03)	1,52620	1032	51,0	-2,2	3,2	3,4	3,9	83	91
К04	1,51810	879	58,9	0,6	3,6	3,7	4,2	64	71
К05	1,49960	805	62,1	0,5	3,2	3,3	3,7	59	62
К06	1,50050	875	57,2	1,9	4,1	4,3	4,8	63	68
К08	1,53320	1026	52,0	-1,7	3,0	3,2	3,7	73	76

Марка стекла	Показатель преломления n_D	Средняя дисперсия $\times 10^5$ $n_F - n_C$	Коэффициент дисперсии $\frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	Термооптическая постоянная $\times 10^6$ $V_C = \frac{\beta_C}{n_C - 1} - \alpha$	Приращение показателя преломления $\times 10^6$			Коэффициент линейного расширения $\times 10^7$ в пределах температур	
					β_C	β_D	β_F	от -60 до $+20^\circ \text{C}$	от $+20$ до $+120^\circ \text{C}$
Баритовые флинтты									
БФ1	1,52470	955	54,9	-0,1	3,4	3,6	4,1	66	73
БФ4	1,54800	1016	53,9	-2,1	2,7	2,9	3,4	71	74
БФ6	1,56960	1152	49,4	-3,2	2,5	2,8	3,6	76	83
БФ7	1,57950	1076	53,9	0,0	3,9	4,1	4,7	68	75
БФ8	1,58260	1254	46,5	-3,3	2,6	2,9	3,5	78	82
БФ11	1,62220	1171	53,1	0,5	4,3	4,5	5,0	64	70
БФ12	1,62590	1601	39,1	-4,0	2,7	3,1	3,9	83	87
БФ13	1,63950	1325	48,3	0,7	4,3	4,6	5,3	61	68
БФ16	1,67090	1419	47,3	-4,5	2,2	2,5	3,1	78	84
БФ18	1,56040	1100	50,9	-1,3	3,3	3,5	4,0	72	79
БФ19	1,58950	1153	51,1	-1,1	3,5	3,7	4,3	71	76
БФ21	1,61400	1534	40,0	0,3	4,6	4,9	5,7	72	77
БФ23)	1,54930	1048	52,4	-2,4	2,5	2,8	3,5	70	73
БФ24	1,63440	1726	36,8	0,5	5,0	5,4	6,5	74	79
БФ25	1,60760	1318	46,1	0,7	4,6	5,0	5,9	69	73
БФ26)	1,65040	1691	38,5	3,5	6,4	6,7	7,7	64	70
БФ27	1,60670	1380	44,0	-1,2	3,8	4,2	5,4	75	80
БФ28	1,66410	1874	35,4	6,3	8,1	8,6	9,9	60	66
Легкие флинтты									
(ЛФ1)	1,54060	1145	47,2	-5,4	1,4	1,7	2,3	80	84
ЛФ5	1,57490	1392	41,3	0,6	4,1	4,4	5,1	66	72
(ЛФ7)	1,57830	1407	41,1	-0,4	3,9	4,3	5,2	71	74
ЛФ10	1,54800	1195	45,9	-3,0	2,3	2,6	3,3	72	79
ЛФ11	1,56080	1199	46,8	-1,2	3,3	3,5	4,2	71	74

Марка стекла	Показатель преломления n_D	Средняя дисперсия $\times 10^5$ $n_F - n_C$	Коэффициент дисперсии $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	Термооптическая постоянная $\times 10^6$ $V = \frac{\beta_C}{n_C - 1} - \alpha$	Приращение показателя преломления $\times 10^6$			Коэффициент линейного расширения $\alpha \times 10^7$ в пределах температур	
					β_C	β_D	β_F	от -60 до $+20^\circ\text{C}$	от $+20$ до $+120^\circ\text{C}$
Флинты									
Ф1	1,61280	1659	36,9	0,9	4,9	5,2	6,1	71	74
Ф2	1,61640	1684	36,6	0,0	4,5	4,9	5,8	74	76
Ф4	1,62420	1738	35,9	-0,7	5,0	5,4	6,6	74	75
Ф6	1,60310	1590	37,9	-1,1	3,6	4,1	5,2	71	74
Ф7	1,62320	1689	36,9	0,3	4,6	5,0	5,8	71	74
Ф8	1,62480	1757	35,6	-8,4	0,7	1,2	2,3	95	101
Ф13	1,61990	1706	36,3	1,0	5,0	5,5	6,5	71	74
Тяжелые флинты									
ТФ1	1,64750	1912	33,9	-3,8	2,9	3,4	4,6	83	87
ТФ2	1,67250	2087	32,2	0,7	5,7	6,2	7,8	79	80
ТФ3	1,71720	2431	29,5	0,4	5,8	6,8	9,1	78	82
ТФ4	1,73980	2628	28,2	1,6	7,0	7,9	10,1	80	82
ТФ5	1,75500	2743	27,5	1,6	7,1	8,0	10,3	79	82
ТФ7	1,72800	2570	28,3	-3,5	4,2	4,9	7,0	93	96
ТФ8	1,68980	2215	31,1	0,6	5,7	6,4	7,9	77	82
ТФ10	1,80600	3178	25,4	2,8	8,7	9,7	12,8	81	83
Особые флинты									
ОФ1	1,52940	1022	51,8	0,4	3,3	3,5	3,9	59	63
ОФ2	1,55380	1140	48,6	-3,0	2,3	2,6	3,3	72	74
ОФ3	1,61230	1389	44,1	-0,3	2,8	3,1	3,5	49	55

ЛИТЕРАТУРА

1. Ардамацкий А. Л., Изготовление оптических деталей, Оборонгиз, 1955.
2. Ащеулов А. Т. и др., Проекционный и интерференционный методы определения разрешающей способности фотографических слоев. Собрание рефераторов и доклады на научной дискуссии по сенситометрии, АН СССР, 1953.
3. Барапов В. К., Исследование светотехнических характеристик приборов эпи- и диапроекции. Кандидатская диссертация, ГОИ, 1955.
4. Басов М. М., Майзель С. О., Новицкий Р. И., Петров В. В., Дневное кино, Госкиноиздат, 1951.
5. Беляев С. В., Принципы планирования зал собраний. ОНТИ, Гостройиздат, 1934.
6. Бенфорд Ф., Теория прожектора, Энергиздат, 1935.
7. Болдырев Н. Г., Теоретическая фотометрия, Гостехиздат, 1937.
8. Бургов В. А., Основы записи и воспроизведения звука, «Искусство», 1954.
9. Вавилов С. И., Микроструктура света, АН СССР, 1950.
10. Вавилов С. И., Глаз и солнце, АН СССР, 1950.
11. Вавилов С. И., О «теплом» и «холодном» свете, АН СССР, 1949.
12. Вафиади В. Г., Введение в технику инфракрасных лучей, изд. Ленинградской военно-воздушной инженерной академии, 1952.
13. Волосов Д. С., Применение новых оптических стекол в фотографических и проекционных системах, ОНТИ ГОИ, 1957.
14. Волосов Д. С., Основы теории термооптических аберраций, «Оптика и спектроскопия», 1958, №№ 5, 6, 7.
15. Волосов Д. С., Принципы расчета светооптических систем мощных кинопроекторов с применением дуг интенсивного горения, «Техническая физика», вып. 20, 1940.
16. Волосов Д. С., Методы расчета сложных фотографических систем, Гостехтеоретиздат, 1948.
17. Волосов Д. С., Печатинова Ш. Я., Теория и метод расчета анаморфотных оптических систем, «Оптико-механическая промышленность», 1957, № 2.
18. Волосов Д. С., Персиана М. Б., Шахнович А. Е., Особо светосильный проекционный анастигмат. Авторское свидетельство № 102 217 от 30 октября 1950 г.
19. Волосов Д. С., Влияние просветления оптики на спектральные и колориметрические характеристики проходящего света. Сборник тезисов докладов научно-технической конференции ЛИКИ и КИКИ, Л., 1959.
20. Герлах П., Применение фотоэлементов, ИЛ, 1952.
21. Гершун А. А., Световое поле, Гостехиздат, 1936.

22. Голдовский Е. М., Введение в кинотехнику, Госкиноиздат, 1947.
23. Голдовский Е. М., Принципы широкоэкранного кино, «Искусство», 1956.
24. Голдовский Е. М., Советская кинотехника, АН СССР, 1950.
25. Голостеннов Г. А., Дербишер Т. В., Источники света кинопроекторов, «Искусство», 1955.
26. Голостеннов Г. А., Лазарева А. Н., Осветительная оптическая система кинопроектора на 15 000 лм, «Труды НИКФИ», 1957, 13 (23).
27. Голостеннов Г. А., Гоухберг Д. А., Применение электроразрядных ксеноновых ламп в кинематографии, «Техника кино и телевидения», № 2, 1957.
28. Гоухберг Д. А., Ксеноновые дуговые лампы, «Светотехника», 1957, № 6.
29. Гребенчиков И. В., Власов А. Г. и др., Просветление оптики, Гостехтеоретиздат, 1946.
30. Грибанов А. И., Светотехнические материалы, «Справочная книга по светотехнике» АН СССР, I, 1956.
31. Гуревич М. М., Световые измерения, Изд. уч. комб. гражд. возд. флота, Л., 1933.
32. Гуревич М. М., Цвет и его измерение, АН СССР, 1950.
33. Друккер С., Ирский Г., Металлизированный растровый экран НИКФИ, «Кинемеханик», 1956, № 6.
34. Друккер С. А., Методика расчета растров отражательных кинопроекторных экранов, «Труды НИКФИ», 1957, вып. 13 (23).
35. Дербишер Т. В., Новые формы дуги высокой интенсивности. Кандидатская диссертация, НИКФИ, 1953.
36. Епанешников М. М., Соколов М. В., Электрическое освещение, Госэнергоиздат, 1950.
37. Зворыкин В. К. и Мортон Д. А., Телевидение, ИЛ, 1956.
38. Иванов А. П. Электрические источники света, Госэнергоиздат, 1955.
39. Ирский Г. Л., Техника показа кинофильмов, «Искусство», 1957.
40. Карякин Н. А., Главы «Светооптические системы» и «Угольные дуги». «Справочная книга по светотехнике», АН СССР, I, 1956.
41. Карякин Н. А., Проекторы, Госэнергоиздат, 1944.
42. «Каталог цветного стекла», № 106, Оборонгиз.
43. Кравков С. В., Глаз и его работа, АН СССР, 1950.
44. Кравков С. В., Цветовое зрение, АН СССР, 1951.
45. Крылова Т. Н., Альбом спектральных кривых коэффициентов отражения тонких непоглощающих слоев на поверхности стекла, ГОИ, 1956.
46. Кэй Д. и Лэбб Г., Справочник физика-экспериментатора, ИЛ, 1949.
47. Лазарев П. П., Ионная теория возбуждения, Госиздат, 1923.
48. Лазарев Д. Н., Ультрафиолетовая радиация, Госэнергоиздат, 1950.
49. Ландсберг Г. С., Оптика. Общий курс физики, т. III, Гостехтеоретиздат, 1952.
50. Лукьянов С. Ю., Фотоэлементы, АН СССР, 1948.
51. Майзелъ С. О., Ратнер Е. С., Цветовые расчеты и измерения, Госэнергоиздат, 1941.
52. Майоров С. В., Объяураторы кинопроекторов, «Искусство», 1956.
53. Мелик-Степанян А. М., Освещенность в плоскости изображения при прямоугольном выходном зрачке оптической системы, Труды ЛИИИ, 1955, вып. III.
54. Мешков В. В., Основы светотехники, ч. 1, Госэнергоиздат, 1957.
55. «Оптика в военном деле», т. 1, АН СССР, 1945.
56. «Оптика в военном деле», т. II, АН СССР, 1948.
57. «Основы звукового кино», под ред. П. Тагера, 1933.
58. Планк М., Теория теплового излучения, Гостехиздат, 1935.

59. П р о в о р н о в С. М., Кинопроекционная аппаратура, «Искусство», 1954.
60. П р о в о р н о в С. М., Детали и механизмы киноаппаратуры, Госкиноиздат, 1947.
61. Р а т н е р Е. С., Об основных понятиях колориметрии, «Труды ВЭИ», 1941, вып. 43.
62. Р о х л и н Г. Н., Газоразрядные источники света, «Справочная книга по светотехнике», 1, АН СССР, 1956.
63. С к о б е л е в В. М., Лампы накаливания, «Справочная книга по светотехнике», 1, АН СССР, 1956.
64. С л ю с а р е в Г. Г., Методы расчета оптических систем, ОНТИ, 1937.
65. С м и т Р., Фотосопротивления для инфракрасной области спектра, Сборник переводов «Действие излучений на полупроводники», ИЛ, 1954.
66. Т и х о д е е в П. М., Новый государственный световой эталон СССР, АН СССР, 1949.
67. Т у д о р о в с к и й А. И., Теория оптических приборов, т. I, АН СССР, 1948.
68. Т у д о р о в с к и й А. И., Теория оптических приборов, т. II, АН СССР, 1952.
69. Ф а б р и Ш., Общее введение в фотометрию, ОНТИ, 1934.
70. Ф е д о р о в а В. И., Ф е д о р о в Н. Т., Исследования по цветному зрению, «Известия АН СССР», Отделение математических и естественных наук, 9, 1935.
71. Ф е д о р о в Б. Ф., Общий курс светотехники, Госэнергоиздат, 1944.
72. Ф о к В. А., Освещенность от поверхностей произвольной формы «Труды ГОИ» вып. 28, 1928.
73. Х л е б н и к о в Н. С., Фотоэлементы, «Электричество», 1950, № 4.
74. Ц и в к и н М. В., О возможности увеличения светосилы читающих светооптических систем, «Техника кино и телевидения» 1957, № 8.
75. Ц и в к и н М. В., Обобщенные характеристики светорассеяния киноэкранов, «Техника кино и телевидения», 1958, № 12.
76. Ч е ч и к Н. О., Ф а й н ш т е й н С. М., Л и ф ш и ц Т. М., Электронные умножители, Гостехтеоретиздат, 1954.
77. «Электрические лампы накаливания», Каталог БТИ МПСС, 1952.
78. Aluminium plate-screen for drive-ins, International Projectionist, v. 30, № 11, 1955.
79. Aviation Week, 4, 11, 18, March, 1957.
80. B e r g e r, Characteristics of motion picture and television screens, JSMPE, v. 55, № 2, 1950.
81. B o r b e r g, Modulated air blast for reducing film buckle, JSMPTE, v. 59, № 2, 1952.
82. C a r l s o n, Properties of lamps and optical systems for sound reproduction, JSMPE, v. XXXIII, № 1, 1939.
83. C a r v e r, T a l b o t, L o o m i s, Effect of high-intensity arcs upon 35-mm film projection, JSMPE, v. XLI, № 1, 1943.
84. C l a r c, Picture quality of motion pictures as a function of screen luminance, JSMPTE, v. 61, № 2, 1953.
85. C o l b, Air cooling of motion picture film for higher screen illumination, JSMPE, v. 53, № 6, 1949.
86. D' A r c y and L e s s m a n, Objective evaluation of projection screens, JSMPTE, v. 61, № 6, 1953.
87. D' A r c y E. and S e d a A., Application of the xenon arc to the armed forces 16-mm projector, JSMPTE, v. 63, IX, 1954.
88. Die Xenon-Entladungs-lampe als Projektionslichtquelle, Kino-Technik, N 10, 1954.
89. F o r s y t h e and A d a m s, Radiating characteristics of tungsten and tungsten lamps, JOSA, v. 35, № 2, 1945.
90. G u t h, Surround brightness: key factor in viewing projected pictures, JSMPTE, v. 57, № 3, 1951.

91. H a u f l e r G., Filmschonung durch Kaltlichtspiegel im Projektor, Kinotechnik № 10, 1957.
92. L a n g e M., Umformung der Seidelschen Bildfehler-Ausdrücke, Zeitschrift f. Instr., 31, S. 307, 1911.
93. La Technique Cinematogr., VII, № 89, 1949.
94. M a c A d a m D. L., JOSA, 32, 1942.
95. Mechanische Weberei GmbH: Tonfilm-Projectionswände, Film-Kino-Technik; № 3, 1956.
96. M e y e r H., Sensitometric aspects of background process photography, JSMPT, v. 54, № 3, 1950.
97. M i t c h e l l, The lens: key to projection quality, International Projectionist, №№ 2, 3, 4, 1954.
98. M o r r i s, The Todd-AO System: A projector for both 70- and 35-mm film, International Projectionist, № 10, 1955.
99. P e e k, A uniform blackbody light source excited by radio frequency, JSMPT, v. 64, № 12, 1955.
100. P l o k e M., Projektionslicht-Kühlung durch Wärmerflexionsfilter, Film-Kino-Technik, № 7, 1956.
101. R o b e r t s o n, The cinema screen, British Kinematography, v. 26, № 4, 1955.
102. R o s s, High-diffusion screens for process projection, JSMPT, v. 56, № 4, 1951.
103. S h u r c l i f f, Screens 3-D and their effect on polarization, JSMPT, v. 62, № 2, 1954.
104. Stockholmer JSO-Tagung im Zeichen der Zusammenarbeit, Film-Kino-Technik, № 7, 1955.
105. Straubel, Über einen allgemeinen Satz der Geom. Optik, Verh. d. D. Phys. Ges., 4, 328, 1902.
106. T ü m m e l, Über den Lichtstromm der Ton-Optiken, Kinotechnik, № 8, 1940.
107. U n d e r h i l e, Practical solution to the screen light distribution problem, JSMPT, v. 56, № 6, 1951.
108. W o o d s, The measurement of cinema screen luminance, British Kinematography, v. 26, № 7, 1955.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От авторов	3
----------------------	---

Глава первая

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ФОТОМЕТРИИ (Д. С. Волосов)

§ 1. Излучение оптической области спектра	5
§ 2. Эффективная величина излучения для данного приемника и его оценка в редуцированных (приведенных) единицах. Понятие о световом потоке	9
§ 3. Величины излучения, характеризующие распределение лучистого потока на поверхности и в пространстве	17
§ 4. Основные фотометрические величины и единицы их измерения	22
§ 5. Основные соотношения фотометрии	28
§ 6. Обобщенная формулировка некоторых соотношений фотометрии	36

Глава вторая

ПРИЕМНИКИ ЛУЧИСТОГО ПОТОКА (Д. С. Волосов)

§ 1. Тепловые приемники излучения (термоиндикаторы)	57
§ 2. Фотоэлектрические приемники	63
§ 3. Фотохимические индикаторы	75

Глава третья

ВОСПРИЯТИЕ СВЕТА ГЛАЗОМ, ФУНКЦИИ ЗРЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ КОЛОРИМЕТРИИ (М. В. Цицкин)

§ 1. Глаз как оптический прибор	87
§ 2. Важнейшие функции зрения	93
§ 3. Основные понятия колориметрии	105
§ 4. Основные колориметрические системы	109
§ 5. Цветовые расчеты. Примеры	116
§ 6. Оценка цветовых различий. Допуски на цветность	122

Глава четвертая

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КАК СВЕТОВАЯ ТРУБКА КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ И СЛОЖНОГО СТРОЕНИЯ (Д. С. Волосов)

§ 1. Понятие об элементарных световых трубках	125
§ 2. Основная теорема для световых трубок	127
§ 3. Теорема Штраубеля для сопряженных точек и ее следствия	130
§ 4. Световые трубки конечных размеров. Обобщение теоремы Штраубеля	138
§ 5. Ограничение световых пучков в оптических системах	143

Глава пятая
ОСВЕЩЕННОСТЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ, СОЗДАВАЕМАЯ СВЕТОВЫМ
ПОТОКОМ, ПРОХОДЯЩИМ ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ

(Д. С. Волосов)

§ 1.	Яркость излучающей поверхности и яркость пучка лучей	153
§ 2.	Световой поток, проходящий через оптическую систему от излучающего элемента поверхности, расположенного на оптической оси	156
§ 3.	Условие синусов Аббе — частное свойство световой трубки конечных размеров	158
§ 4.	Световой поток, проходящий через оптическую систему от излучающего элемента поверхности, расположенного вне оптической оси	162
§ 5.	Освещенность элемента изображения, расположенного на оптической оси системы	166
§ 6.	Некоторые случаи определения освещенности изображения на оси оптической системы	170
§ 7.	Освещенность элемента изображения, расположенного вне оптической оси системы	175

Глава шестая
МОДИФИКАЦИЯ СВЕТОВОГО ПОТОКА В СРЕДАХ И
ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ (М. В. Циолкин)

§ 1.	Оптические свойства тел и их основные характеристики	185
§ 2.	Потери светового потока в оптических системах	190
§ 3.	Световые и оптические свойства материалов, применяемых в проекционных приборах	203
§ 4.	Светофильтры	213

Глава седьмая
СВЕТОРАССЕИВАЮЩИЕ ЭКРАНЫ. КИНОЭКРАНЫ

(М. В. Циолкин)

§ 1.	Характеристики и классификация экранов	223
§ 2.	Основные типы экранов	231

Глава восьмая
ИСТОЧНИКИ СВЕТА (М. В. Циолкин)

§ 1.	Основные законы теплового излучения	249
§ 2.	Электрические лампы накаливания	258
§ 3.	Газоразрядные источники света	267
§ 4.	Электрические угольные дуги	279

Глава девятая
ПРИНЦИПЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СВЕТООПТИЧЕСКИХ
СИСТЕМ ПРОЕКЦИОННЫХ ПРИБОРОВ (Д. С. Волосов)

§ 1.	Освещенность экрана и полезный световой поток в случаях эпископической и диаскопической проекций	292
§ 2.	Взаимозависимость фотометрических и оптических параметров проекционно-осветительных установок	302
§ 3.	Оптические схемы проекционно-осветительных систем	313
§ 4.	О последовательности проектирования светооптической системы проектора	327

Глава десятая
ОСНОВЫ ТЕОРИИ АБЕРРАЦИЙ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

(Д. С. Волосов)

§ 1.	Некоторые соотношения параксиальной оптики	335
§ 2.	О расчете габаритов оптической системы	341
§ 3.	Аберрации оптических систем	344
§ 4.	Аберрации систем с асферическими поверхностями	375
§ 5.	Аберрации оптических систем, состоящих из тонких компонентов	385

Глава одиннадцатая
МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОПТИКИ ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

(Д. С. Волосов)

§ 1.	Расчет линзовых систем, содержащих поверхности сферической формы	395
§ 2.	О расчете линзовых конденсоров с асферическими поверхностями	423
§ 3.	Расчет зеркальных осветительных систем	431
§ 4.	Расчет зеркально-линзовых осветительных систем	447

Глава двенадцатая
ПРОЕКЦИОННЫЕ ОБЪЕКТИВЫ (Д. С. Волосов)

§ 1.	Специфические требования к проекционным объективам	462
§ 2.	Объективы для обычной и широкоэкранной кинопроекции	466
§ 3.	Объективы для эпи- и диапроекции	471
§ 4.	Объективы для телекинопроекции на большой экран	474
§ 5.	Перспективы развития проекционных объективов	477

Глава тринадцатая
РАСЧЕТ ОСВЕЩЕННОСТИ В ПЛОСКОСТЯХ
ПРОЕКЦИОННОГО ОКНА И ЭКРАНА; СВЕТОВАЯ МОЩНОСТЬ
СВЕТООПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ (Д. С. Волосов)

§ 1.	Распределение освещенности в плоскости проекционного окна	479
§ 2.	Определение элементарных отображений источника света зонами зрачка осветителя	485
§ 3.	Распределение освещенности в плоскости экрана и световая мощность проекционно-осветительной системы	494

Глава четырнадцатая
СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СВЕТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ
ДЛЯ КИНОПРОЕКЦИИ И ЗВУКОВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ
(М. В. Цивкин)

§ 1.	Обтюрация светового потока и полезный световой поток кинопроектора	498
§ 2.	Влияние нагрева кинофильма лучистым потоком на некоторые параметры осветительно-проекционной системы	501
§ 3.	Возможные типы и характеристики светооптических систем для воспроизведения звука с фотографической фонограммы	507

Приложения	515
----------------------	-----

Литература	520
----------------------	-----

*Давид Самуилович Волосов,
Михаил Вульфович Цивкин*

**ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ СВЕТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ
ПРОЕКЦИОННЫХ ПРИБОРОВ**

Редактор *Н. Д. Панфилов*

Художественный редактор *Э. Э. Ринчино*

Технический редактор *Э. Н. Малек*

Корректоры *А. И. Басов* и *Г. И. Сопова*

Сдано в набор 3/III—1960 г. Подп. к печати
20/VI 1960 г. Формат бумаги 60×92¹/₁₆. Печ.
л. 33,25 Уч.-изд. л. 30,6. Тираж 5000
A02826. Изд. № 16203. Зак. тип. 120 «Искусство»,
Москва, И-51, Цветной бульвар, 25

Московская типография № 5 Мосгорсовнархоза .
Москва, Трехпрудный пер., 9.

Цена 12 р. 27 к. С 1 января 1961 г. 1 р. 22 к.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
159 504	21-я сверху 3-я сверху	оптической системой Рарушительные	оптической системы Разрушительные

Зак. 120

