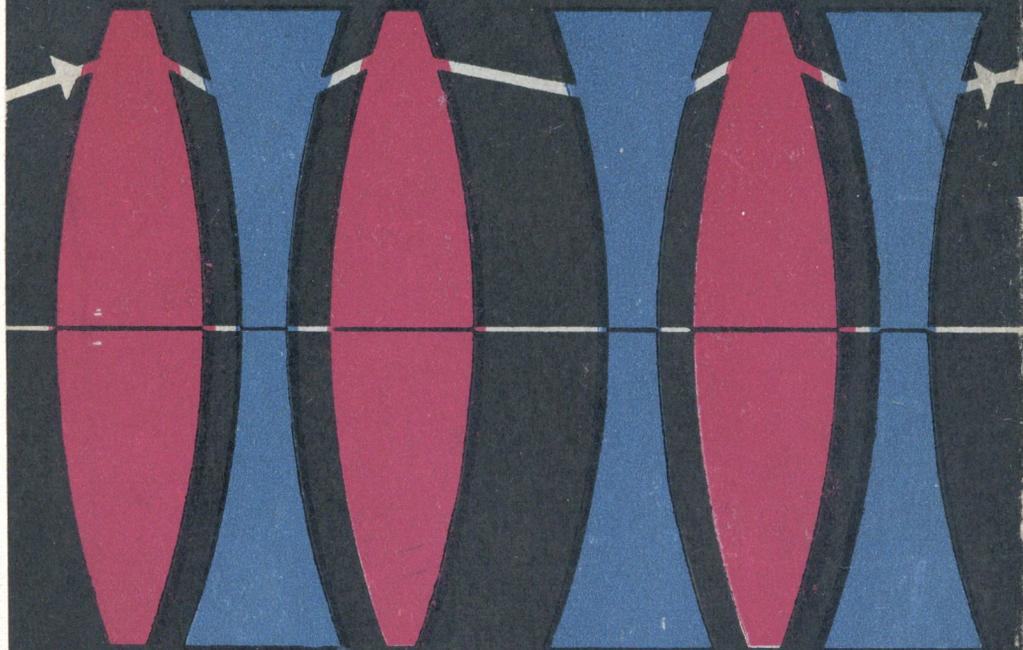


И. Л. САКИН — XX — XX — ИНЖЕНЕРНАЯ ОПТИКА

И. Л. САКИН

# ИНЖЕНЕРНАЯ ОПТИКА



И. Л. САКИН

# ИНЖЕНЕРНАЯ ОПТИКА



ЛЕНИНГРАД  
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ  
ОТДЕЛЕНИЕ  
1976

6П5.8  
С15  
УДК 535.8 : 62

Рецензент д-р техн. наук проф. Г. В. Погарев



**Сакин И. Л.**

С15 Инженерная оптика. Л., «Машиностроение» (Ленингр. отд-ние), 1976.

288 с. с ил.

В книге рассмотрены вопросы теории и практики расчета оптических систем. Даны основные положения геометрической оптики и их приложение к созданию и расчету схем оптических приборов. Изложена теория построения оптических систем. Уделено внимание энергетическому расчету оптических систем и его практическому применению. Даны основные сведения по габаритному расчету оптических систем приборов различного назначения.

Книга предназначена для инженерно-технических работников, занимающихся разработкой и расчетом схем и эксплуатацией оптических приборов; она может быть полезна также студентам вузов соответствующих специальностей.

С  $\frac{20405-288}{038(01)-76}$  288—76

6П5.8

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время в связи с появлением и развитием фотоэлектроники и радиоэлектроники оптика переживает новую фазу. В некоторых видах оптических приборов (например, оптических дальномерах) отпала необходимость. Но это не означает, что электроника когда-либо вытеснит оптику или заменит ее. Отмирание отдельных видов оптических приборов и рождение новых лишь подтверждает жизнедеятельность оптики.

Многие задачи оптики ждут решения, например расчет светосильных и широкоугольных объективов, создание систем переменного увеличения, фотометрических систем и др.

Решению ряда задач, стоящих перед оптикой, посвящена предлагаемая монография. Она содержит сведения по разработке различных оптических систем от теоретических основ до готовых схем.

Книга состоит из двух частей: «Три измерения в оптических системах» и «Основы габаритного расчета оптических систем».

Три измерения: продольное, поперечное и объемное — олицетворяют геометрическую оптику, теорию построения оптических систем и энергетический расчет соответственно.

Геометрическая оптика может быть названа учением о продольных измерениях в оптических системах, так как ее формулы полностью справедливы лишь для продольных, измеряемых вдоль оптической оси величин (фокусные расстояния, отрезки, продольные подвижки), а поперечные размеры оптических систем полагаются малыми.

Теория построения оптических систем дополняет геометрическую оптику и определяет поперечные (перпендикулярные к оптической оси) параметры оптических систем: зрачки, поля зрения, апертурные и полевые углы, диафрагмы, т. е. те параметры, которыми характеризуются способные переносить энергию реальные оптические системы.

Геометрическую оптику и теорию построения оптических систем связывает объемное измерение — энергетический расчет, определяющий емкостные возможности оптических систем как передатчиков энергии (световых потоков) от определенных источников.

Книга имеет ряд важных, на взгляд автора, особенностей. В ней рассматривается динамика подвижек основных элементов оптических систем, имеющая непосредственное практическое значение для создания новых оптических схем, применяемых в системах переменного увеличения, получивших в настоящее время широкое распространение, особенно в киносъёмочной и кинопроекционной аппаратуре, наземном и космическом телевидении. Расчёту таких схем посвящена гл. II.

Для инженерных расчётов необходимо знать взаимное влияние небольших отступлений от номинальных значений входящих в формулы величин, поэтому ряд формул подвергнут дифференцированию и представлен в виде частных производных.

В теорию зрачков, полей, люков введено понятие о теневой диафрагме, которая сама может ограничивать поле зрения оптической системы путем постепенного затенения его (виньетирования) до минимума света на краю или (при наличии полевой диафрагмы) регулировать освещённость поля. Новым является вывод, что при отсутствии виньетирования световой поток системы с данным полем зрения пропорционален первой степени косинуса половины угла поля зрения.

Большое практическое значение имеют вопросы расчёта энергии различных систем и вытекающие из этих расчётов следствия, например о требованиях, предъявляемых к оптическим системам, предназначенным для видения звезд в любое время суток, и к осветительным системам с различными источниками энергии, в том числе лазерным.

Существенной частью монографии является габаритный расчёт некоторых видов оптических систем, необходимый как конструкторам и инженерам-исследователям оптических приборов, так и их заказчикам.

Работа базируется на трудах известных оптиков Советского Союза: Г. Г. Слюсарева, И. А. Турыгина, В. П. Линника, Д. Ю. Гальперна, Д. С. Волосова, Г. В. Погарева, С. М. Николаева, М. М. Русинова, В. Н. Чуриловского, А. И. Тудоровского, И. А. Шошина, Б. Н. Бегунова, Б. Л. Нефедова, А. А. Дмитриева, М. В. Лобачева, а также на опыте многолетней работы автора в Ленинградском оптико-механическом объединении и НИИ кварцевого стекла.

Автор благодарит М. П. Панфилова, Н. Ф. Делюнова, Ю. Н. Кондратьева, Д. Г. Острижко, Е. В. Гурковского, К. В. Соколова за помощь в накоплении материала и подготовке книги к изданию.

В работе автора вдохновлял светлый образ И. Е. Марона, отдавшего жизнь делу развития отечественного оптического приборостроения.

# Часть первая

## ТРИ ИЗМЕРЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

### Глава I

#### ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА — ПРОДОЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

##### 1. Роль геометрической оптики

Геометрическая оптика является основой всей теории расчета оптических систем. В соответствии с названием она рассматривает оптические системы только с точки зрения геометрии. Ее положения не учитывают ни электромагнитную волновую или квантовую теорию света, ни энергетические данные потока лучистой энергии, ни тот факт, что излучение представляет собой гамму радиаций различных частот; они не определяют также конструктивную сложность оптических систем; с точки зрения геометрической оптики, возможна любая оптическая система: с любым зрачком, любым полем зрения, любыми габаритными размерами. Геометрическая оптика не принимает в расчет дифракцию, интерференцию, рассеяние света, она полагает системы безабберационными. Все формулы геометрической оптики точны только для малых поперечных размеров оптических систем и полей зрения, но полностью справедливы для продольных измерений.

Вместе с тем геометрическая оптика имеет важнейшее значение, так как именно она в первую очередь определяет строение любой оптической системы. В настоящее время возможности физической и абберационной оптики достаточно изучены и заранее более или менее известно, чего можно достигнуть в различных оптических системах. Вот почему расчеты, выполненные по законам геометрической оптики, в большинстве случаев оказываются вполне реальными.

Итак, расчет оптической системы начинается по положениям и законам геометрической оптики; в результате этого расчета создается основной костяк будущей системы; затем рассчитываются конструкции узлов, входящих в систему, определяются энергетические параметры и рассматриваются вопросы, связанные со структурой изображения и разрешающей способностью системы.

##### 2. Основные элементы и понятия

**Светящаяся точка и луч.** Первым (в буквальном смысле слова) понятием геометрической оптики является светящаяся точка, т. е. точка, испускающая свет равномерно во все направления

пространства. Размеры светящейся точки принимаются равными нулю.

Если на пути света от светящейся точки поместить две диафрагмы на некотором расстоянии друг от друга, то излучение, проходя последовательно через отверстия диафрагм, образует световую трубку. Уменьшая диаметры отверстий в диафрагмах до весьма малого размера по сравнению с расстоянием между ними, получаем световую прямую, которая светит только в продольном направлении и называется лучом. Итак, луч есть продольно светящаяся прямая с поперечными размерами, равными нулю, или прямая, вдоль которой распространяется световая энергия.

**Предмет.** Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка освещенного или светящегося предмета является самостоятельным источником электромагнитных волн, распространяющихся во всех направлениях. Таким образом, любую поверхность освещенного или светящегося предмета и весь предмет можно представить как сумму излучающих точек.

**Элементарные пучки лучей, световые трубки.** Если установить на некотором расстоянии от светящейся точки диафрагму с отверстием конечных размеров, то заполненный светом объем, определяемый светящейся точкой и отверстием, будет являться элементарным световым пучком, или элементарным пучком лучей. Отверстие в диафрагме может иметь любую форму. Таким образом, элементарный пучок лучей есть сумма лучей в конусном объеме, имеющем в основании любую плоскую фигуру.

В частном случае, когда светящаяся точка располагается в бесконечности, элементарный пучок лучей является параллельным; тогда световой объем представляет собой цилиндр или призму с любой плоской фигурой в основании. В качестве примера параллельных элементарных пучков можно привести не искаженные турбуленцией атмосферы пучки от звезд, так как расстояние от Земли до любой звезды бесконечно велико и угловой размер звезды равен нулю. Пучки лучей от Солнца и планет, освещенных Солнцем, или от удаленных искусственных источников света являются параллельными, но не элементарными; они состоят из суммы параллельных элементарных пучков, поскольку Солнце, планеты и земные источники света имеют конечные угловые размеры. В отличие от элементарных пучков световые объемы от источников, имеющих конечные угловые размеры, называются световыми трубками.

Если источники, имеющие конечные угловые размеры, располагаются бесконечно далеко, то световые объемы от них называются световыми трубками с параллельным ходом лучей.

Параллельными пучками в том смысле, что можно сколько угодно удалять ограничительную диафрагму, не меняя энергии пучков, являются только элементарные параллельные пучки. Для световых трубок с параллельным ходом лучей это положение

не является справедливым. Например, световой поток от Солнца, проходящий через данную диафрагму, зависит от расстояния до Солнца, широты местности, времени года. Поскольку в реальных оптических системах имеют место только световые трубки, то понятно, почему изменение любых расстояний в системах, не исключая параллельного хода лучей, вызывает изменение энергетических параметров.

Итак, элементарный пучок лучей есть такой пучок, в котором все лучи или их продолжения пересекаются в одной точке. Любые другие пучки лучей состоят из сумм элементарных пучков и называются световыми трубками. В условиях искусственных источников света и реальных оптических систем имеют место только световые трубки.

Элементарный пучок лучей есть также гомоцентрический пучок, поскольку все его лучи или их продолжения пересекаются в одной точке или выходят из одной точки.

**Центрированная оптическая система. Оптическая ось.** Центрированной оптической системой называется совокупность последовательно расположенных деталей (линз, зеркал), имеющих общую ось симметрии. Оптические детали могут иметь плоские, сферические или асферические поверхности с осевой или круговой симметрией. Ось симметрии называется оптической осью системы.

Ось симметрии будет являться таковой только в том случае, когда на ней будут находиться вершинные центры поверхностей всех оптических деталей системы; отсюда вытекает, что оптическая ось есть прямая, проходящая через вершинные центры поверхностей всех оптических деталей системы.

Следует помнить, что оптическая ось есть луч, но такой, который не претерпевает преломления, поскольку он идет по нормальям ко всем поверхностям. Точка пересечения любого луча с оптической осью есть точка пересечения двух лучей.

**Меридиональные и сагиттальные плоскости, меридиональные и внемеридиональные («косые») лучи.** Плоскости, содержащие оптическую ось системы, называются меридиональными. Плоскости, не проходящие через оптическую ось, называются внемеридиональными. Внемеридиональные плоскости могут быть параллельными оптической оси или наклонными к ней.

Если пучок лучей выходит из точки, лежащей на оптической оси, то по условию симметрии все лучи из этой точки оказываются в меридиональных плоскостях. Если же светящаяся точка не находится на оптической оси, то только одна плоскость, содержащая одновременно светящуюся точку и оптическую ось, является меридиональной. Любые другие проходящие через ось симметрии элементарного пучка плоскости раздваивают пучок сагиттально (вдоль его оси пополам) и потому называются сагиттальными. Одна из них, а именно перпендикулярная к меридиональной плоскости, принимается в качестве сагиттальной в расчетах оптических систем.

Таким образом, для элементарного пучка лучей из каждой светящейся точки (точки на предмете) приняты две определенно расположенные плоскости: меридиональная, в которой лежат точка и оптическая ось, и перпендикулярная к ней, проходящая через ось симметрии пучка, сагиттальная плоскость. В частном случае, когда точка лежит на оптической оси системы, обе плоскости становятся однозначными — меридиональными.

Лучи, расположенные в меридиональных плоскостях, называются меридиональными; лучи, лежащие во внемеридиональных (сагиттальных) плоскостях, называются внемеридиональными или косыми. В геометрической оптике в расчет принимаются только меридиональные лучи.

**Астигматический пучок лучей.** Астигматическим пучком является элементарный пучок, не имеющий единой точки пересечения лучей. В астигматическом пучке для каждой плоскости, проходящей через геометрическую ось пучка, имеется своя точка пересечения лучей. Степень астигматичности пучка определяется расстоянием между точками пересечения лучей, расположенных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

Астигматические пучки могут быть созданы только искусственно, например после прохождения элементарного пучка через цилиндрическую линзу.

Астигматичность в большей или меньшей степени присуща всем элементарным пучкам, прошедшим через оптические системы из точки, не лежащих на оптической оси, и объясняется различными условиями встречи лучей, расположенных в разных плоскостях, с поверхностями линз. Степень астигматичности такого пучка определяется расстоянием между точками пересечения лучей, идущих в меридиональной и сагиттальной плоскостях.

Итак, астигматическим пучком называется элементарный пучок, геометрическое место точек пересечения лучей которого есть отрезок прямой вдоль оси пучка.

**Оптическая среда, показатель преломления.** Оптической средой называется среда, прозрачная для световых лучей. Если отвлечься от вопроса о количестве лучистой энергии, пропускаемой той или иной средой, то характеристикой среды является только скорость распространения в ней света. Чем больше скорость распространения света, тем среда менее плотная. Скорость распространения света в пустоте — максимальная.

Если скорость распространения света в данной среде одинакова во всех точках и направлениях, то такая среда называется однородной и изотропной. Среды с различной скоростью распространения света по объему и направлениям называются неоднородными и анизотропными. Отношение скорости распространения света в пустоте к скорости распространения света в данной среде называется показателем преломления. Вот почему показатель преломления в пустоте равен единице.

### 3. Основные законы

**Закон прямолинейного распространения света.** Между двумя точками в однородной среде (или пустоте) свет распространяется по прямой, соединяющей эти точки. Закон прямолинейного распространения света объясняет образование теней и полутеней, солнечные и лунные затмения, различные эффекты, связанные с пространственным расположением объектов. В рамках геометрической оптики (без учета дифракции) закон прямолинейного распространения света абсолютно справедлив. Наблюдаемые иногда нарушения этого закона происходят исключительно вследствие неоднородности среды, например при неравномерном прогреве воздуха луч света искривляется и возникает так называемая атмосферная рефракция.

**Закон независимости распространения света.** В геометрической оптике предполагается, что при прохождении через какую-либо точку в однородной среде (или пустоте) лучи света разного направления никак не влияют друг на друга, что после «пересечения» лучи продолжают распространяться так, как будто других лучей не существует. В этом заключается сущность закона о независимости распространения света. Из этого закона вытекает безоговорок эффект суммирования светового действия двух или нескольких лучей при встрече в точке, имеющей плотность, отличную от плотности основной среды.

**Закон преломления.** На границе перехода из среды с одной плотностью в среду с другой плотностью (из пустоты в среду или наоборот) луч претерпевает преломление. Это происходит вследствие зависимости скорости распространения света от плотности среды. Геометрически закон преломления лучей выражается соответствующей зависимостью углов между лучом и нормалью к точке падения до и после преломления. (Предполагается, что бесконечно малая площадка, на которую падает луч, является идеально гладкой и что имеет место только правильное преломление.) Закон преломления лучей выражается следующей формулой:

$$n \sin i = n' \sin i', \quad (1)$$

где  $i$  — угол падения, т. е. угол между падающим лучом и нормалью в точке падения;  $i'$  — угол преломления, т. е. угол между преломленным лучом и нормалью;  $n$ ,  $n'$  — показатели преломления соответственно первой и второй сред.

Для полной определенности формула закона преломления лучей должна дополняться следующим условием: падающий луч, нормаль к поверхности раздела сред в точке падения и преломленный луч лежат в одной плоскости.

**Следствия из закона преломления, угол полного внутреннего отражения.** При переходе из среды менее плотной в среду более плотную луч приближается к нормали и, наоборот, удаляется от нее, переходя из более плотной среды в менее плотную.

Луч, идущий по нормали к поверхности раздела сред, не преломляется.

Существует предельный максимальный угол падения для луча, идущего из более плотной среды в менее плотную, начиная с которого луч перестает выходить в соседнюю среду. Этот угол называется углом полного внутреннего отражения.

Очевидно, что угол падения  $i$  достигает своего максимума (становится углом полного внутреннего отражения  $i_n$ ), когда угол преломления  $i'$  становится равным  $90^\circ$ .

Итак,  $n' < n$  и  $\sin i' = 1$ .

Из формулы (1) имеем

$$\sin i_n = \frac{n'}{n}.$$

Если свет идет из какой-либо среды в пустоту ( $n = 1$ ), то угол полного внутреннего отражения равен

$$i_n = \arcsin \frac{1}{n}.$$

**Закон отражения.** На границе раздела между средами с различными плотностями падающий луч претерпевает также отражение в большей или меньшей степени и возвращается в исходную среду.

Обозначим через  $i$  и  $i_a$  углы между нормалью и соответственно падающим и отраженным лучами, через  $n$  и  $-n$  показатели преломления среды при падении и отражении луча. (Предполагается, что имеет место только правильное отражение благодаря тому, что площадка абсолютно гладкая.) Тогда закон отражения можно выразить формулой

$$-ni_a = ni,$$

или

$$i_a = -i,$$

т. е. угол отражения равен углу падения по абсолютной величине, но противоположен по знаку. Падающий луч, нормаль к отражающей поверхности в точке падения и отраженный луч находятся в одной плоскости.

На законах преломления и отражения лучей основывается вся лучевая оптика. Расчеты прохождения лучей через оптические системы тесно связаны с этими законами.

#### 4. Отправные моменты и формулы расчета лучей

**Плоскости и пространства предметов и изображений. Действительные и мнимые предметы и изображения.** Каждая оптическая система предназначается для образования изображений предметов в любом масштабе: уменьшенном или увеличенном, а также натуральных размеров. Изображения могут быть подобными пред-

метам, но могут быть и искаженными. Предметы и их изображения могут находиться на любом расстоянии от оптической системы.

На рис. 1 условно изображена система с поверхностями  $I$  и  $II$ . Следы плоскостей предметов и изображений обозначены соответственно через  $AB$  и  $A'B'$ .

Плоскости предметов и изображений могут лежать в любом месте от минус бесконечности до плюс бесконечности. Предметы, находящиеся в плоскости предметов, изображаются в плоскости изображений.

Пространство между минус бесконечностью и плоскостью предметов называется пространством предметов. Соответственно пространство между плоскостью изображений и плюс бесконечностью называется пространством изображений.

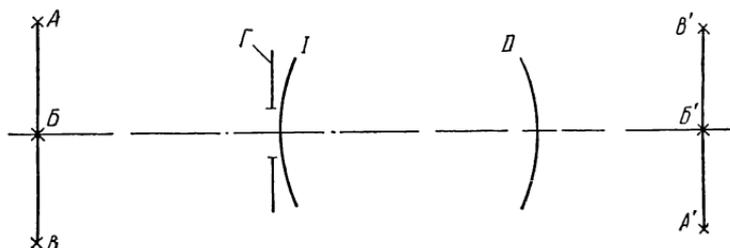


Рис. 1. Элементы оптической системы

Предметы могут быть действительными и мнимыми (мнимыми предметами являются изображения, образованные стоящими впереди оптическими системами, расположенные внутри или после данной системы); изображения также могут быть действительными, которые могут быть получены на экране, и мнимыми, которые лежат на продолжении лучей и не могут быть спроектированы на экран.

**Об использовании только меридиональных лучей.** Из любой точки плоскости предметов, например  $A$ ,  $B$ ,  $B$  (рис. 1), в систему идут элементарные гомоцентрические пучки лучей, объем и форма которых определяются площадью и формой диафрагмы  $\Gamma$ .

В геометрической оптике предполагается, что проходящие через систему гомоцентрические пучки лучей из любой точки плоскости предметов остаются гомоцентрическими и проходят в соответствующие точки  $A'$ ,  $B'$ ,  $B'$  плоскости изображений. Если это так, то для построения изображения предмета вполне достаточно изучить прохождение лучей, лежащих только в данной меридиональной плоскости, т. е. меридиональных лучей, не занимаясь лучами во всем объеме пучка.

**Формулы расчета хода меридионального луча. Правила знаков.** Луч  $AB$  (рис. 2) падает на поверхность  $I$  в точке  $B$ ;  $\Gamma$  — центр кривизны поверхности, разделяющей две среды с показателями преломления  $n$  и  $n'$ ;  $B\Gamma = r$  — радиус кривизны поверхности в точке падения луча.

Положение падающего луча определяется двумя координатами: углом  $u$  между лучом и оптической осью и расстоянием  $s$  от вершины  $D$  поверхности до точки пересечения  $E$  падающего луча с оптической осью. Соответственно преломленный луч имеет координаты  $u'$  и  $s'$ . Углы падения:  $-i$  и  $-i'$ .

Условимся о правилах знаков.

Будем считать положительным направлением распространение света слева направо. В связи с этим линейные размеры, отсчитываемые слева направо, будут положительными и, наоборот, размеры, отсчитываемые справа налево, — отрицательными.

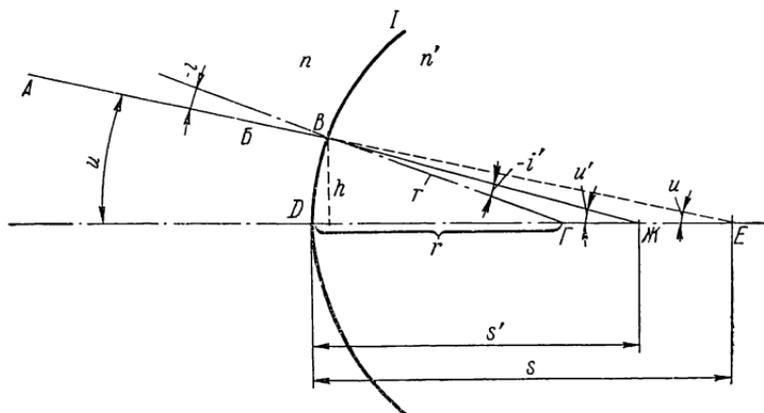


Рис. 2. К выводу формулы преломления луча у сферической поверхности раздела между двумя средами

Размеры, отсчитываемые вверх по прямой, перпендикулярной к оптической оси, считаются положительными, вниз — отрицательными.

Углы отсчитываются от оптической оси или от нормали в точке падения. Если для совмещения с оптической осью или нормалью луч надо поворачивать по часовой стрелке, то угол отрицателен; если против часовой стрелки, то угол положителен.

В соответствии с этими правилами определены знаки отрезков и углов на рис. 2. Началом отсчета отрезков является вершина  $D$  поверхности раздела.

Выведем формулу для определения координат  $u'$  и  $s'$  преломленного луча, считая, что координаты  $u$  и  $s$  падающего луча и радиус кривизны  $r$  поверхности известны.

Из треугольника  $BE\Gamma$  имеем:

$$\frac{r}{\sin u} = \frac{s-r}{-\sin i}; \quad \sin i = \frac{r-s}{r} \sin u. \quad (2)$$

Из закона преломления лучей (1) следует:

$$\sin i' = \frac{n}{n'} \sin i; \quad u' = u + i' - i. \quad (3)$$

Из треугольника  $BЖГ$  имеем

$$\frac{r}{\sin u'} = \frac{s' - r}{-\sin i'}; \quad s' = r \left( 1 - \frac{\sin i'}{\sin u'} \right). \quad (4)$$

Итак, координаты  $u'$  и  $s'$  найдены.

**Нулевой луч. Оптика нулевых лучей.** Как уже говорилось, геометрическая оптика предполагает, что гомоцентричность пучков лучей из любой точки поля не нарушается после прохождения их через оптическую систему и что точка пересечения всех лучей элементарного пучка в пространстве изображений совпадает с соответствующей точкой плоскости изображений. Поэтому нет необходимости производить расчет хода лучей с большими углами, а можно ограничиться расчетом хода лучей, идущих под малыми углами к оси, поскольку они вполне определяют положение точки в плоскости изображений. Такие лучи названы нулевыми или параксиальными, а вся оптика, основанная на них, называется оптикой нулевых лучей. Честь открытия оптики нулевых лучей принадлежит Гауссу, поэтому ее часто называют гауссовской оптикой.

**Формулы расчета хода нулевого луча.** В применении к нулевому лучу выведенные выше формулы упрощаются.

Заменив синусы малыми углами, получим из формулы (2)

$$i_0 = \frac{r-s}{r} u_0 = u_0 - \frac{s}{r} u_0. \quad (5)$$

В свою очередь,

$$u_0 = \frac{h_0}{s}.$$

Подставив в формулу (5), получим

$$i_0 = u_0 - \frac{h_0}{r}.$$

Закон преломления для лучей, идущих под малыми углами к оси, выражается формулой

$$i'_0 = \frac{n}{n'} i_0 = \frac{n}{n'} \left( u_0 - \frac{h_0}{r} \right).$$

На основании формулы (3) имеем

$$u'_0 = u_0 + i'_0 - i_0 = u_0 + \left( u_0 - \frac{h_0}{r} \right) \frac{n' - n}{n}.$$

После преобразования получим:

$$u'_0 n' = u_0 n + (n' - n) \frac{h_0}{r}; \quad (6)$$

$$s' = \frac{h_0}{u'_0}. \quad (7)$$

Формулы (6) и (7) определяют координаты положения луча после прохождения через поверхность раздела двух сред.

Из формулы (6) видно, что при  $r = \infty$

$$u'_0 = \frac{n}{n'} u_0.$$

Подставив  $u_0 = \frac{h_0}{s}$  в формулу (6), получим

$$u'_0 = \frac{1}{n'} \left( \frac{n}{s} + \frac{n' - n}{r} \right) h_0 = K h_0, \quad (8)$$

т. е. угол  $u'_0$  пропорционален высоте  $h_0$ .

В связи с этим, согласно формуле (7), можно для расчета координат  $u'$  и  $s'$  применять любое значение высоты  $h_0$ , хотя в действительности величины с индексом нуль суть малые величины.

Перепишем формулу (6) в общем виде:

$$u_{k+1} n_{k+1} = u_k n_k + \frac{n_{k+1} - n_k}{r_k} h_k. \quad (9)$$

Для перехода от данной поверхности к последующей имеем

$$h_{k+1} = h_k - u_{k+1} d_k. \quad (10)$$

Индекс  $k$  определяет порядковый номер поверхности,  $d$  — расстояние между соседними поверхностями.

Формулы (9) и (10) служат для расчета хода нулевых лучей через сложные системы. Применяя их поочередно к каждой поверхности, определяют последнюю высоту и последний угол и рассчитывают по формуле (7) расстояние  $S'$ .

Из формул (9) и (10) вытекает, что оптика нулевых лучей пренебрегает стрелой прогиба сферических поверхностей, предполагая, что точки сферической поверхности расположены в одной плоскости, касательной к ее вершине.

Для расчета хода луча через одну поверхность из выражений (7) и (8) получаем формулу

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r}. \quad (11)$$

С помощью формулы (11) рассчитывают  $s'$  по заданному  $s$ , не обращаясь к высоте.

## 5. Основные оптические детали и их данные

**Зеркало.** Оптической деталью, имеющей одну поверхность, является зеркало с внешним отражающим слоем.

Выведенные выше формулы применимы для зеркальной поверхности с учетом, что показатель преломления второй среды равен показателю преломления первой среды по абсолютной величине, но противоположен по знаку, т. е.

$$n' = -n.$$

**Линза. Фокусное расстояние. Оптическая сила. Диоптрийность. Положительные и отрицательные линзы. Действительные и мнимые точки.** Ограниченная двумя поверхностями деталь из прозрачного материала с показателем преломления, отличающимся от показателя преломления окружающей среды, называется линзой. В частном случае, когда обе поверхности детали плоские, линза превращается в пластину.

Любая линза в большей или меньшей степени преломляет падающие на нее лучи; преломляющее действие (оптическая сила) линзы является ее главной особенностью. Вот почему естественно различать линзы по этому признаку. Но преломля-

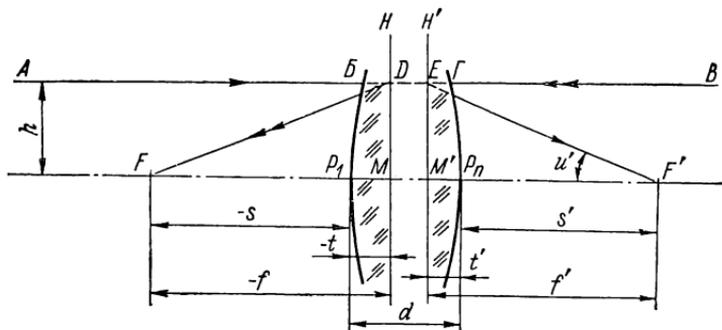


Рис. 3. К выводу формул основных элементов линзы

ющее действие зависит не только от характера линзы, но и от расстояния до нее точки пересечения падающего луча с оптической осью. Поэтому для определенности задачи потребовалось условиться о едином положении падающего луча. В качестве базового луча принят луч, параллельный оптической осью, точка пересечения которого с оптической осью находится в бесконечности.

Итак, определяющим признаком линзы является ее преломляющее воздействие на луч, параллельный оптической осью.

Если такой луч  $AB$  (рис. 3), идущий на расстоянии  $h$  от оптической осью, направить на линзы с различными радиусами кривизны, то действие каждой из них на этот луч будет определяться тем, какой угол с оптической осью образует луч после преломления. Таким образом, величиной, характеризующей линзы, будет отношение  $\frac{h}{u'}$ , постоянное для каждой линзы. Эта величина представляет собой расстояние от линзы (главной плоскости) до точки пересечения преломленного луча с оптической осью и называется фокусным расстоянием. Фокусное расстояние принято обозначать буквой  $f'$ .

Оптическая сила линзы характеризуется ее способностью преломлять лучи, в частности, базовый луч. Чем больше при данной высоте  $h$  угол  $u'$ , тем больше оптическая сила линзы.

Поэтому оптическая сила есть величина, обратная фокусному расстоянию:

$$\varphi = \frac{1}{f'}.$$

В частном случае, когда фокусное расстояние линзы равно бесконечности, ее оптическая сила равна нулю.

Для характеристики преломляющей способности, рефракции линзы существует еще одна мера — диоптрийная. Условно принято считать, что линза с фокусным расстоянием в 1 м имеет единицу диоптрийной меры. В связи с этим рефракция  $D$  любой линзы рассчитывается по формуле

$$D = \frac{1\text{м}}{f'},$$

где  $f'$  в м.

Диоптрийная мера широко распространена в офтальмологической оптике для характеристики степени аккомодации глаза. Нормальный глаз без напряжения аккомодирует на бесконечность. Если глаз без напряжения аккомодирует на конечные расстояния, то эти расстояния и характеризуют аномальность глаза, называемую аметропией и оцениваемую в диоптриях. Например, если без напряжения глаз аккомодирует на расстояние в 1 м, то его аметропия равна 1 дптр, на 2 м — 0,5 дптр, на 0,5 м — 2 дптр и т. д. Для исправления аметропии глаза (обеспечения резкого видения без напряжения бесконечно удаленных предметов) применяются очковые линзы.

Если после преломления линзой базовый луч преломляется к оптической оси (имеет непосредственную точку пересечения с оптической осью), то такая линза называется положительной или собирающей. Непосредственная точка пересечения луча с оптической осью называется действительной точкой.

Если после преломления линзой базовый луч отгибается от оптической оси (только его продолжение пересекается с оптической осью), то такая линза называется отрицательной или рассеивающей. Точка пересечения, получающаяся после мысленного продолжения луча до оптической оси, называется мнимой точкой.

Если фокусное расстояние положительной линзы увеличивается, то она становится менее положительной; если увеличивается фокусное расстояние отрицательной линзы, то она становится менее отрицательной.

**Положение плоскости предметов и плоскости изображений.**

**Сопряженные точки, плоскости и лучи. Обратимость лучей.** Условимся рассматривать плоскости предметов и плоскости изображений расположенными перпендикулярно к оптической оси. Тогда, определив положение одной точки, принадлежащей данной плоскости, мы можем установить положение всей плоскости.

Так как точка вполне характеризуется пересечением двух прямых, то предметная точка определяется двумя лучами, вы-

шедшими из данной точки плоскости предметов, а точка на изображении и плоскость изображений определяются по точке пересечения двух преломленных лучей.

Если вышедшие из одной точки пространства предметов два луча пришли в некоторую точку пространства изображений, то эти две точки называются сопряженными. Соответственно плоскости предметов и изображений, содержащие эти точки, называются сопряженными плоскостями. Луч в пространстве предметов и тот же луч в пространстве изображений называются сопряженными лучами. С точки зрения геометрической оптики безразлично, откуда идут лучи: из предметной точки в точку пространства изображений или, наоборот, из точки пространства изображений в предметную точку, т. е. лучи обратимы.

Изображение может считаться предметом, а предмет — изображением. Плоскость и пространство изображений могут считаться плоскостью и пространством предметов, и наоборот. Таким образом, предметы и изображения, плоскости предметов и плоскости изображений, пространства предметов и пространства изображений равноправны.

**Фокус. Фокальная плоскость. Действительные и мнимые фокусы.** Поскольку базовый луч в пространстве предметов параллелен оптической оси (рис. 3), то точка пересечения его с осью (точка пересечения двух лучей) находится в бесконечности, т. е. предметная точка и предметная плоскость находятся в бесконечности.

В пространстве изображений луч пересекается с осью в некоторой точке  $F'$ , которая, согласно вышеизложенному, является точкой пространства изображений, сопряженной с бесконечно удаленной точкой. Эта точка называется фокусом. Плоскость, проходящая через фокус, называется фокальной плоскостью. Следовательно, в фокальной плоскости изображаются бесконечно удаленные предметы. Название «фокус» (по латински — очаг) произошло от того, что при наводке линзы на Солнце в точке, сопряженной с бесконечно удаленной точкой, происходит возгорание некоторых предметов, например бумаги.

Если точка пересечения базового луча с осью после преломления действительная, то фокус и фокальная плоскость действительные; если точка пересечения мнимая, то фокус и фокальная плоскость мнимые.

**Первый и второй (передний и задний) фокусы. Передняя и задняя фокальные плоскости.** Точка в пространстве изображений, сопряженная с бесконечно удаленной точкой пространства предметов, называется вторым или задним фокусом.

Если направить луч  $ВГ$  (рис. 3) из пространства изображений, то точка пересечения его с оптической осью в пространстве предметов будет называться первым или передним фокусом  $F$ .

Соответственно плоскость, проходящая через задний фокус, называется задней фокальной плоскостью, а плоскость, проходящая через передний фокус, — передней фокальной плоскостью.

**Главные плоскости. Главные точки. Вершинные отрезки.** Продолжим луч  $AB$  (рис. 3) до пересечения с сопряженным лучом  $EF'$  в точке  $E$  и луч  $BG$  — до пересечения с лучом  $DF$  в точке  $D$ .

Точки  $D$  и  $E$  — сопряженные, так как первая является точкой пересечения двух лучей в пространстве предметов, а вторая — точкой пересечения пары сопряженных лучей.

Проведем через эти точки плоскости  $H$  и  $H'$ . Первая плоскость, содержащая предметную точку  $D$ , называется передней (или первой) главной плоскостью; вторая, проходящая через точку изображения  $E$ , — задней (или второй) главной плоскостью.

Поскольку главные плоскости проходят через сопряженные точки, то они сопряжены между собой.

Точки  $M$  и  $M'$  пересечения главных плоскостей с оптической осью есть главные точки (передняя и задняя).

Расстояние от задней главной плоскости до заднего фокуса называется задним фокусным расстоянием. Аналогично расстояние от передней главной плоскости до переднего фокуса называется передним фокусным расстоянием.

Расстояния от вершины последней поверхности (точка  $P_n$ ) до заднего фокуса и от вершины первой поверхности (точка  $P_1$ ) до переднего фокуса называются соответственно задним и передним вершинными отрезками.

Каждая линза (оптическая система) характеризуется двумя главными плоскостями, двумя фокусными расстояниями и двумя вершинными отрезками.

Положения главных плоскостей — размеры —  $t$  и  $t'$  — определяются как разности между фокусными расстояниями и вершинными отрезками.

## 6. Расчеты элементов линзы

**Расчет фокусных расстояний и вершинных отрезков. Формулы для расчета фокусного расстояния и вершинных отрезков одиночной линзы.** Расчет величин  $f'$  и  $s'$  ( $f$  и  $s$ ) производится по формулам (9) и (10) путем их последовательного применения к каждой поверхности оптической системы.

Задавшись любым значением  $h_1$  (например,  $h_1 = r_1$ ) и  $u_1 = 0$  (луч, параллельный оптической оси), находим поочередно все высоты  $h$  и углы  $u$ . Затем рассчитываем:

$$f' = \frac{h_1}{u_n}; \quad (12)$$

$$s' = \frac{h_n}{u_n}; \quad (13)$$

$$t' = f' - s' = \frac{1}{u_n} (h_1 - h_n),$$

где  $h_n$  и  $u_n$  — последние высота и угол.

Для одиночной линзы в воздухе формулы (9) и (10) развертываются в схему расчета, приведенную в табл. 1.

ТАБЛИЦА 1

Конструктивные данные линзы		Первая среда	Вторая среда	Третья среда
$r_1$	$n_1 = 1$			$\frac{(1-n)h_2}{r_2}$
$d_1 = d$	$n_2 = n$	$u_1 n_1 = 0$	$u_2 n_2 = n - 1$	$\frac{+(n-1)}{u_3 n_3} = u_3$
			$-\frac{n-1}{n} d$	$f' = \frac{h_1}{u_3}$
$r_2$	$n_3 = 1$	$h_1 = r_1$	$\frac{+r_1}{h_2}$	$s' = \frac{h_3}{u_3}$

Для нахождения положения передней главной плоскости расчет ведут в обратном ходе (повернув линзу на  $180^\circ$ ). Поскольку первая и последняя среды одинаковые (линза в воздухе), то фокусное расстояние при расчете в обратном ходе будет такое же, как и при расчете в прямом ходе.

Применяя формулы (9) и (10), можно получить уравнения для нахождения значений  $\varphi$ ,  $f'$  и  $t'$  линзы, выраженные через ее конструктивные данные:

$$\varphi = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{d(n-1)^2}{nr_1 r_2} = \frac{n-1}{r_1 r_2} \left( r_2 - r_1 + d \frac{n-1}{n} \right); \quad (14)$$

$$f' = \frac{1}{\varphi} = \frac{1}{n-1} \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1 + d \frac{n-1}{n}}; \quad (15)$$

При  $d = 0$

$$f' = \frac{1}{n-1} \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1};$$

$$t' = f' \frac{n-1}{r_1 n} d. \quad (16)$$

Формулы (14) и (15) весьма громоздки, а для  $r > 2$  они стали бы слишком длинными. Вот почему всегда (в том числе и для одиночной линзы) рекомендуется рассчитывать фокусные расстояния и вершинные отрезки (положения главных плоскостей) с помощью формул (9), (10), (12) и (13) по схеме, представленной в табл. 1. Такой расчет называется расчетом нулевого, или параксиального, луча.

Однако для частного случая, когда одна поверхность линзы плоская, формула (15) принимает простой и удобный вид. При  $r_1 = \infty$  или  $r_2 = \infty$  имеем

$$f' = \frac{r}{n-1}. \quad (17)$$

**Формулы зависимости приращения фокусного расстояния линзы от ее конструктивных данных.** Нередко бывает необходимо знать зависимость приращения фокусного расстояния (оптической силы) линзы от ее конструктивных данных. Для такого исследования весьма полезны формулы (14) и (15):

$$\Delta\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial r_1} \Delta r_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial r_2} \Delta r_2 + \frac{\partial\varphi}{\partial d} \Delta d + \frac{\partial\varphi}{\partial n} \Delta n.$$

После расчета всех частных производных из формулы (14) получаем

$$\begin{aligned} \Delta f' = -f'^2 \Delta\varphi = f'^2 \left\{ \left[ \frac{n-1}{r_1^2} + d \frac{(n-1)^2}{nr_1^2 r_2} \right] \Delta r_1 + \right. \\ \left. + \left[ d \frac{(n-1)^2}{nr_1 r_2^2} - \frac{n-1}{r_2^2} \right] \Delta r_2 - \frac{(n-1)^2}{nr_1 r_2} \Delta d - \right. \\ \left. - \left( d \frac{n^2-1}{n^2 r_1 r_2} - \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \Delta n \right\}. \quad (18) \end{aligned}$$

Учитывая, что часто можно вести расчет, полагая линзу тонкой ( $d = 0$ ), формулу (18) можно существенно упростить. Для каждой отдельной переменной ( $r_1$ ,  $r_2$ ,  $d$ ,  $n$ ) формула также становится очень простой.

Если один из радиусов линзы равен бесконечности, то непосредственно из формулы (17) или подставив  $f'$  из (17) в (18), получаем

$$\Delta f' = \frac{1}{n-1} \Delta r - \frac{r}{(n-1)^2} \Delta n.$$

Влияние неточности изготовления плоской поверхности линзы в последней формуле не учтено.

## 7. Увеличения. Формулы

**О замене оптической системы главными плоскостями.** Любая оптическая система может быть заменена двумя главными плоскостями, для которых условно предполагается, что они способны преломлять лучи так же, как сама система.

В геометрической оптике все линзы представляются только в виде главных плоскостей. Учитывая, что увеличение в главных плоскостях равно единице, можно обе плоскости соединить воедино.

**Линейное увеличение оптической системы.** Линза (оптическая система) способна давать изображения предметов в любом масштабе — от нуля до бесконечности. Отношение перпендикулярных к оптической оси размеров изображения к аналогичным размерам предмета называется линейным или поперечным увеличением; оно зависит от расстояния от плоскости предметов до линзы и ее фокусного расстояния.

Если предметы находятся в передней главной плоскости, то увеличение линзы (оптической системы) равно единице (рис. 3). Размер изображения  $EM'$  равен размеру предмета  $DM$ .

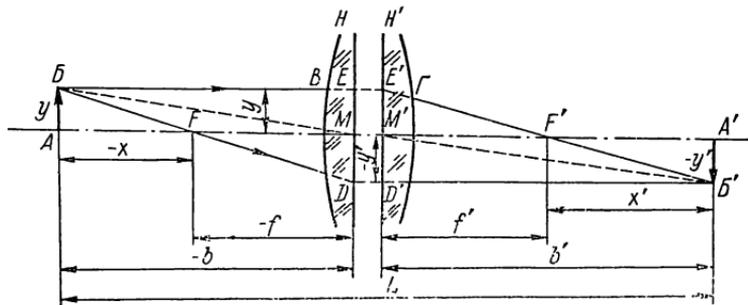


Рис. 4. К выводу формулы линейного увеличения оптической системы

Увеличение можно определить графически, используя два базовых луча. Из точки  $B$  предмета  $AB$  (рис. 4) выходят два луча: луч  $BV$  параллелен оптической оси, а луч  $BF$  проходит через передний фокус  $F$ . После прохождения через линзу первый луч пойдет в задний фокус  $F'$  по направлению  $GF'$ , второй луч станет параллельным оптической оси. Точка  $B'$  пересечения двух преломленных лучей есть изображение точки  $B$ , а  $A'B'$  — изображение предмета  $AB$ . Если  $AB = y$ , а  $A'B' = y'$ , то линейное увеличение линзы

$$v = \frac{y'}{y}. \quad (19)$$

Кроме линейного (поперечного) различают еще два вида увеличения: угловое и продольное, которые рассматриваются ниже.

В дальнейшем изложении термин «увеличение», употребляемый без соответствующего прилагательного, будет означать линейное увеличение.

**Формулы линейного увеличения — формулы Ньютона.** Выразим линейное увеличение линзы (оптической системы) через значения фокусных расстояний и определяемых положением предметов и изображений отрезков  $x$  и  $x'$  (рис. 4). Используя подобие треугольников  $ABF$  и  $FMD$ , получаем

$$\frac{-y'}{y} = \frac{-f}{-x}.$$

Из треугольников  $A'B'F'$  и  $F'M'E'$  имеем

$$\frac{-y'}{y} = \frac{x'}{f'}.$$

На основании формулы (19)

$$v = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f'}, \quad (20)$$

где  $x$  и  $x'$  — расстояния от предмета до фокуса предметов и от изображения до фокуса изображений. Эти расстояния иногда называют оптическими интервалами.

Из формулы (20) получаем

$$xx' = ff' = -f'^2. \quad (21)$$

Формула (21) часто встречается под названием формулы Ньютона.

Проведем луч из точки  $B$  в главную точку  $M$ . По прохождении через линзу такой луч пойдет в направлении  $M'B'$ , поскольку  $B$ ,  $B'$  и  $M$ ,  $M'$  — сопряженные точки. Из подобия треугольников  $ABM$  и  $A'B'M'$  имеем

$$\frac{-y'}{y} = \frac{-b'}{b}.$$

На основании формулы (19) получаем

$$v = \frac{b'}{b}. \quad (22)$$

**Формула в отрезках на оси.** Важно знать зависимость между тремя величинами: фокусным расстоянием  $f'$  и отрезками  $-b$  и  $b'$  (рис. 4).

Подставив в формулу (21)  $x = b - f$ ,  $x' = b' - f'$  и  $-f = f'$ , получим формулу, называемую формулой в отрезках на оси:

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

В результате преобразования формулы (23) имеем:

$$f' = \frac{bb'}{b - b'}; \quad (24)$$

$$b = \frac{f'b'}{f' - b'} = f' \frac{1 - v}{v}; \quad (25)$$

$$b' = \frac{f'b}{f' + b} = f'(1 - v). \quad (26)$$

Графическое изображение зависимости положения изображения  $b'$  и линейного увеличения  $v$  от положения предмета  $b$ . На основании выведенных выше формул построим графики  $b' = \Phi(b)$  и  $v = \Phi(b)$  для положительных (рис. 5) и отрицательных (рис. 6) линз по данным табл. 2 и 3 соответственно.

ТАБЛИЦА 2

$b/f'$	$v$ , крат	$b'/f'$
$-\infty$	0	1
-5	$-1/4$	$5/4$
-4	$-1/3$	$4/3$
-3	$-1/2$	$3/2$
-2	-1	2
$-3/2$	-2	3
$-5/4$	-4	5
-1	$\mp\infty$	$\pm\infty$
$-5/6$	6	-5
$-3/4$	4	-3
$-1/2$	2	-1
0	1	0
$1/2$	$2/3$	$1/3$
1	$1/2$	$1/2$
$3/2$	$2/5$	$3/5$
2	$1/3$	$2/3$
4	$1/5$	$4/5$
5	$1/6$	$5/6$
$+\infty$	0	1

ТАБЛИЦА 3

$b/f$	$v$ , крат	$b'/f$
$-\infty$	0	-1
-5	$1/6$	$-5/6$
-4	$1/5$	$-4/5$
-2	$1/3$	$-2/3$
$-3/2$	$2/5$	$-3/5$
-1	$1/2$	$-1/2$
$-1/2$	$2/3$	$-1/3$
0	1	0
$1/2$	2	1
$3/4$	4	3
$5/6$	6	5
1	$\pm\infty$	$\pm\infty$
$5/4$	-4	-5
$3/2$	-2	-3
2	-1	-2
3	$-1/2$	$-3/2$
4	$-1/3$	$-4/3$
5	$-1/4$	$-5/4$
$+\infty$	0	-1

Из графика на рис. 5 видно, что при смещении предмета у положительных линз от  $-\infty$  до фокуса предметов изображение смещается от фокуса изображения до  $+\infty$ . Увеличение при этом изменяется от нуля до  $-\infty$ .

В момент прохождения предмета через фокус предметов изображение «перескакивает» из плюс бесконечности в минус бесконечность, а увеличение наоборот — из минус бесконечности в плюс бесконечность. При дальнейшем движении предмета от фокуса предметов до  $+\infty$  изображение смещается от  $-\infty$  до фокуса изображений, а увеличение изменяется от  $+\infty$  до нуля.

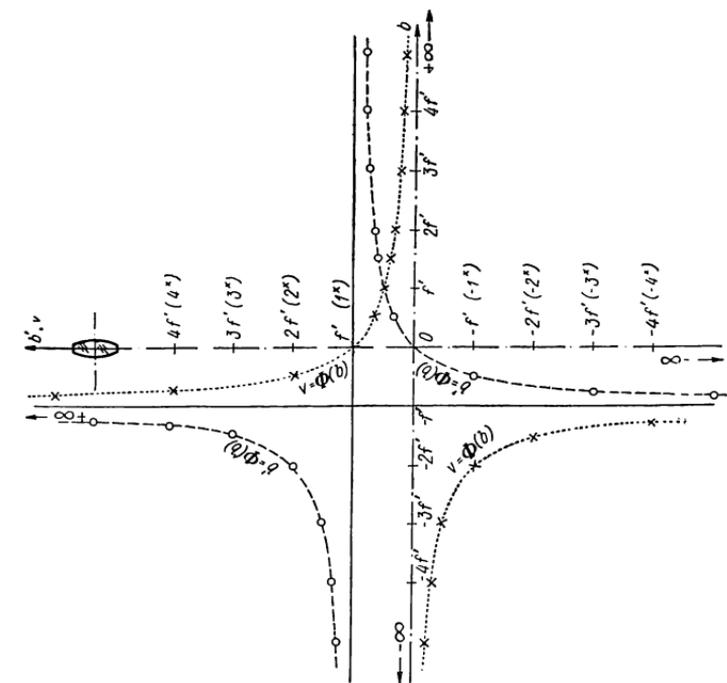


Рис. 5. Зависимость положения изображения и линейного увеличения от положения предмета у положительных линз

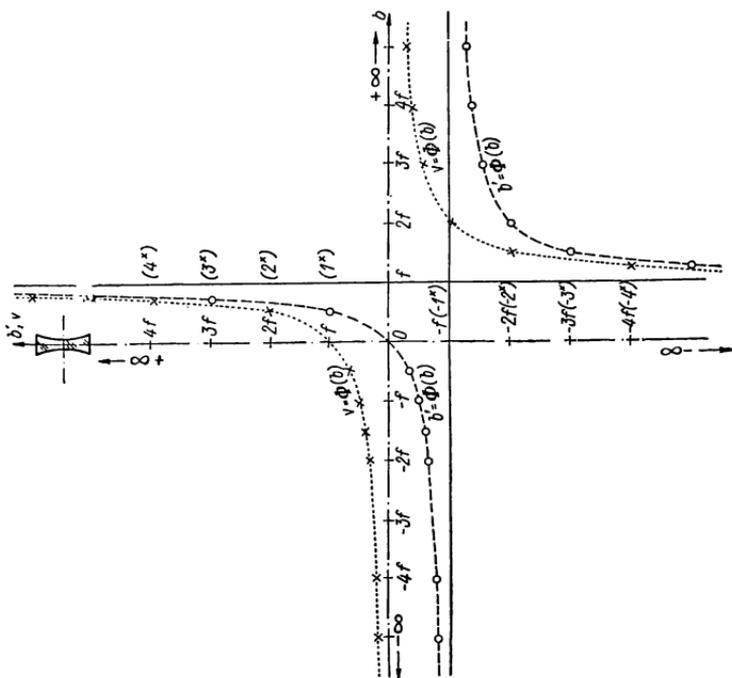


Рис. 6. Зависимость положения изображения и линейного увеличения от положения предмета у отрицательных линз

Сказанное выше относится также к отрицательным линзам. Однако характер изменения здесь иной. Увеличение изменяется от нуля до плюс бесконечности, «перескакивает» в минус бесконечность и далее изменяется от  $-\infty$  до нуля.

В двух точках каждого графика увеличение однократно: для положительных линз (рис. 5)  $v = -1\times$  при  $b = -2f'$  и  $v = 1\times$  при  $b = 0$ ; для отрицательных линз (рис. 6)  $v = 1\times$  при  $b = 0$  и  $v = -1\times$  при  $b = 2f$ . Вблизи этих точек изображение и предмет перемещаются с одинаковой скоростью.

Существует следующая закономерность: перемещение изображения и предмета вдоль оптической оси всегда однозначно, т. е. изображение перемещается туда, куда перемещается предмет.

Изображения будут действительными при  $b' > 0$  и мнимыми при  $b' < 0$ . У положительных линз изображения в основном действительные; мнимыми они являются в том случае, когда предметы располагаются между передним фокусом и линзой. У отрицательных линз, наоборот, изображения в большинстве случаев мнимые; действительны только изображения предметов, расположенных между линзой и передним фокусом. Все ветви графиков — гиперболы.

Графики позволяют легко определить положение изображения и увеличение линзы при любом положении предмета.

**Формула зависимости между величинами смещений линзы, изображения и предмета перпендикулярно к оптической оси.** Смещение линзы (оптической системы) перпендикулярно к опти-

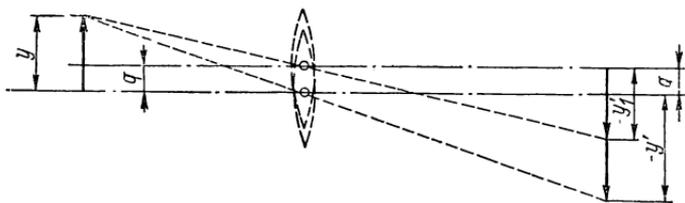


Рис. 7. К выводу формулы зависимости между смещениями перпендикулярно к оптической оси линзы, предмета и изображения

ческой оси на величину  $q$  (рис. 7) вызывает смещение изображения на величину

$$\Delta y' = y'_i - (y' - q).$$

Так как  $y'_i = (y - q)v$ , а  $y' = yv$ , то

$$\Delta y' = (1 - v)q. \quad (27)$$

Из выражения (27) получаем формулу зависимости между величинами смещений предмета и линзы:

$$\Delta y = \left(1 - \frac{1}{v}\right)q. \quad (28)$$

Очевидно, что при увеличении линзы, равном  $+1\times$ , смещение ее не вызывает смещения изображения, а при увеличении, равном нулю (предмет располагается в бесконечности), смещение изображения равно смещению линзы.

**Угловое увеличение. Апертурные углы. Инвариант Лагранжа—Гельмгольца.** Если из данной точки предмета вышли два луча под углом  $u$  один к другому, то они придут в соответствующую точку изображения, образовав между собой угол  $u'$ .

Углы  $u$  и  $u'$  называются апертурными углами (апертурами) соответственно в пространстве предметов (передняя апертура) и в пространстве изображений (задняя апертура).

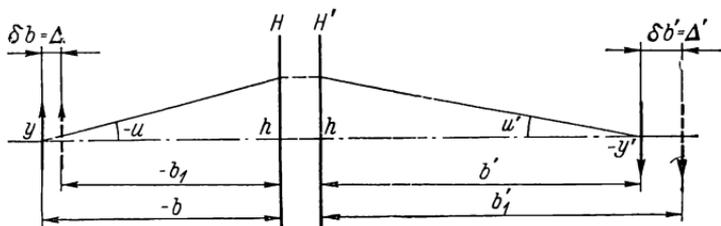


Рис. 8. К выводу формул углового и продольного увеличений в оптических системах

Когда точка предмета (изображения) лежит на оптической оси, то апертурными углами являются углы между каждым лучом и оптической осью.

Апертурные углы, образованные лучами, вышедшими из точки на оси, называются апертурами для точки на оси; апертурные углы, образованные лучами из точки вне оси, — внеосевыми или полевыми апертурами.

Угловое увеличение  $\gamma$  есть отношение апертурного угла в пространстве изображений  $u'$  к сопряженному углу в пространстве предметов  $u$  (рис. 8):

$$\gamma = \frac{u'}{u}.$$

Так как  $u' = \frac{h}{b'}$  и  $-u = \frac{h}{-b}$ , то

$$\frac{u'}{u} = \frac{b}{b'}.$$

На основании формулы (22)

$$\frac{b}{b'} = \frac{1}{v}.$$

Поэтому

$$\gamma = \frac{1}{v}. \quad (29)$$

Угловое увеличение обратно пропорционально линейному увеличению.

Если учесть показатель преломления в средах, то увеличение выразится следующей формулой:

$$v = \frac{y'}{y} = \frac{nu}{n'u'}; \quad nuu = n'y'u'.$$

Эта зависимость, постоянная для любых сред в данной системе, называется инвариантом Лагранжа—Гельмгольца.

**Продольное увеличение.** Если сместить предмет вдоль оптической оси на величину  $\delta b$  (рис. 8), то изображение сместится на величину  $\delta b'$ . Отношение  $\delta b'$  к  $\delta b$  есть продольное увеличение  $Q$ .

Дифференцированием формул (26) и (25) находим:

$$\frac{db'}{dv} = -f'; \quad \frac{db}{dv} = -\frac{f'}{v^2}.$$

Для конечных приращений имеем:

$$\delta b' \approx \frac{db'}{dv} \delta v = -f' \delta v; \quad \delta b \approx \frac{db}{dv} \delta v = -\frac{f'}{v^2} \delta v.$$

Тогда получаем

$$Q \approx \frac{\delta b'}{\delta b} \approx v^2. \quad (30)$$

Итак, продольное увеличение приблизительно равно квадрату линейного увеличения.

Из формулы (30) вытекает, что продольное увеличение есть величина всегда положительная, т. е. изображение и предмет перемещаются в одном направлении.

При однократном увеличении изображение смещается на ту же величину, что и предмет.

**Видимое увеличение.** Понятие «видимое увеличение» относится только к случаю, когда оптическая система работает совместно с глазом.

Ощущаемая наблюдателем масштабность предметов определяется по величинам углов, под которыми они видны из центра зрачка глаза, т. е. видимое увеличение есть отношение угловых величин предметов. Поэтому для вывода формулы видимого увеличения системы применяется метод сравнения угловых величин одного и того же предмета, расположенного в фокальной плоскости системы<sup>1</sup> и на некотором расстоянии от невооруженного глаза.

<sup>1</sup> Объект должен быть в фокальной плоскости, поскольку при работе с системой глаз фокусируется на бесконечность и между системой и глазом ходят параллельные пучки лучей.

Если обозначить размер предмета через  $y$ , фокусное расстояние системы через  $f'_m$ , а расстояние от объекта до невооруженного глаза через  $L$ , то углы будут равны соответственно:

$$\alpha_0 = \frac{y}{-L} \text{ и } \alpha = \frac{y}{f'_m}.$$

Так как видимое увеличение  $\Gamma$  есть отношение  $\alpha/\alpha_0$ , то получаем

$$\Gamma = - \frac{L}{f'_m}. \quad (31)$$

Формула (31) является универсальной, величина  $L$  может иметь любое значение.

В тех случаях, когда предметы находятся поблизости от наблюдателя (например, на расстоянии меньше 250 мм), следует

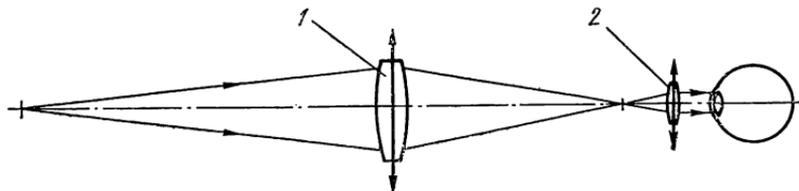


Рис. 9. К выводу формулы видимого увеличения в оптических системах

величину  $L$  принять равной расстоянию, при котором нормальный глаз работает еще без перенапряжения. Таким является расстояние в 250 мм. Поэтому формула видимого увеличения известна в следующем виде:

$$\Gamma_m = \frac{250}{f'_m}. \quad (32)$$

Работающая совместно с глазом оптическая (зрительная) система может быть представлена в виде двух компонентов: объектива 1 и окуляра 2 (рис. 9). Объектив строит изображение предметов в фокальной плоскости окуляра, за которым располагается глаз наблюдателя.

Фокусное расстояние такой системы  $f'_m$  равно фокусному расстоянию окуляра  $f'_{ок}$ , умноженному на обратное увеличение объектива  $1/v_{об}$ , т. е.

$$f'_m = f'_{ок} \frac{1}{v_{об}}. \quad (33)$$

Увеличение объектива  $v_{об}$  рассчитывается по формуле (20). Если предметы находятся вблизи от наблюдателя (в этих случаях зрительная система представляет собой микроскоп), то величину  $f'_m$  из формулы (33) подставляют в формулу (32) и рассчитывают видимое увеличение.

Если предметы расположены дальше 250 мм от наблюдателя, то для расчета увеличения объектива можно применить вытекающее из формулы (20) выражение

$$v_{об} = \frac{f'_{об}}{L_{об} + f'_{об}},$$

где  $f'_{об}$  — фокусное расстояние объектива;  $L_{об}$  — расстояние от предмета до главной плоскости объектива.

Подставив это выражение в формулу (33), получим

$$f'_m = \frac{f'_{ок}}{f'_{об}} (L_{об} + f'_{об}).$$

Если  $L_{об} \gg f'_{об}$ , то

$$f'_m \approx \frac{f'_{ок}}{f'_{об}} L_{об}.$$

Подставим последнее выражение в формулу (31); учитывая, что при отдаленных предметах  $L \approx L_{об}$ , получим формулу видимого увеличения зрительных систем

$$\Gamma_m \approx -\frac{f'_{об}}{f'_{ок}}. \quad (34)$$

Формула (34) точна только для случаев бесконечно удаленных предметов, т. е. для телескопических систем, но на практике она вполне пригодна для всех систем, сфокусированных на предметы, расположенные дальше 250 мм от объектива, если  $L_{об}$  существенно больше  $f'_{об}$ , например более чем в три раза.

Итак, увеличение любой зрительной системы подчиняется формуле (31), которая для случаев близко расположенных предметов (микроскопы) преобразовывается в формулу (32), а для случаев бесконечно удаленных предметов (телескопические системы) — в формулу (34).

Нередко для случаев весьма удаленных предметов пользуются формулой (32), причем увеличение получается сильно заниженным; это неестественно и объясняется неверным выбором формулы видимого увеличения. Предположим, что расстояние до предмета  $L = -2000$  мм, фокусное расстояние объектива  $f'_{об} = 200$  мм, фокусное расстояние окуляра  $f'_{ок} = 20$  мм. Фокусное расстояние системы

$$f'_m \approx \frac{f'_{ок}}{f'_{об}} L_{об} = -200 \text{ мм.}$$

По формуле (32) получаем  $\Gamma_m = -1,25\times$ , что неверно. Действительно, по формуле (31) или (34) имеем  $\Gamma_m = -10\times$ .

## 8. Расчет величин смещений предмета, линзы и изображения вдоль оптической оси

Формулы зависимости между величинами смещения плоскости предметов и плоскости изображений вдоль оптической оси. Найдем отношение  $\Delta'/\Delta$  (см. рис. 8):

$$\frac{\Delta'}{\Delta} = \frac{b'_1 - b'}{b_1 - b}.$$

Подставив из формул (26) и (25) значения величин:

$$b'_1 = f' (1 - v_1);$$

$$b' = f' (1 - v);$$

$$b_1 = f' \frac{1 - v_1}{v_1}; \quad b = f' \frac{1 - v}{v},$$

получим

$$\frac{\Delta'}{\Delta} = v v_1, \quad (35)$$

т. е. отношение величин смещения плоскости изображений и плоскости предметов в продольном направлении равно произведению двух линейных увеличений в первом и втором положениях предмета (изображения).

Формулы (30) и (35) согласуются между собой при небольших смещениях: при  $\Delta \rightarrow 0$  и  $\Delta' \rightarrow 0$   $v v_1 = v^2$ .

Формулу (35) полезно преобразовать так, чтобы осталось лишь одно увеличение.

На основании формулы (20) можно записать

$$v_1 = -\frac{f}{x + \Delta} = \frac{f'}{x + \Delta}.$$

Подставив значение  $x = -\frac{f}{v} = \frac{f'}{v}$ , получим

$$v_1 = \frac{f'v}{f' + v\Delta} \quad (36)$$

или

$$\frac{1}{v_1} = \frac{1}{v} + \frac{\Delta}{f'}. \quad (37)$$

Подставив  $v_1$  в формулу (35), найдем

$$\frac{\Delta'}{\Delta} = \frac{f'v^2}{f' + v\Delta}. \quad (38)$$

Из формулы (38) получим:

$$\Delta' = \frac{f'v^2 \Delta}{f' + v \Delta}; \quad (39)$$

$$\Delta = \frac{f' \Delta'}{v(f'v - \Delta')}, \quad (40)$$

т. е. по известному фокусному расстоянию и увеличению системы (линзы) в данном положении легко определить величину смещения плоскости изображения в продольном направлении при любом заданном смещении плоскости предметов и наоборот.

**Формулы зависимости между величинами смещения плоскости изображений и линзы (системы) вдоль оптической оси.** При смещении линзы на величину  $\delta$  (рис. 10) происходит смещение плоскости изображения на величину  $\Delta'$ , которая складывается из

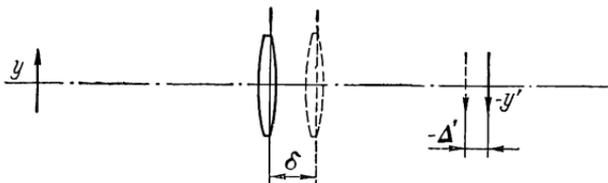


Рис. 10. К выводу формулы зависимости между смещениями вдоль оптической оси линзы и изображения

плоскости изображения на величину  $\Delta'$ , которая складывается из двух составляющих:  $\Delta'_1$  — смещения плоскости изображений вследствие изменения расстояния между предметом  $y$  и линзой — и  $\Delta'_2$  — собственно смещения линзы, т. е.

$$\Delta' = \Delta'_1 + \Delta'_2; \quad \Delta'_1 = vv_1 \Delta; \quad \Delta'_2 = \delta.$$

Учитывая, что  $\Delta = -\delta$ , имеем

$$\Delta' = (1 - vv_1) \delta. \quad (41)$$

Подставив в формулу (36)  $\Delta = -\delta$ , получим

$$v_1 = \frac{f'v}{f' - v\delta} \quad (42)$$

или

$$\frac{1}{v_1} = \frac{1}{v} - \frac{\delta}{f'}. \quad (43)$$

Подставив выражение (42) в формулу (41), найдем

$$\Delta' = \left(1 - \frac{f'v^2}{f' - v\delta}\right) \delta. \quad (44)$$

Решив уравнение (44) относительно  $\delta$ , получим

$$\delta = A \pm \sqrt{A^2 - \frac{f'}{v} \Delta'}, \quad (45)$$

где  $A = \frac{1}{2} \left( \Delta' - f' \frac{v^2 - 1}{v} \right)$ .

По известному фокусному расстоянию и увеличению линзы в данном положении рассчитывается величина смещения плоскости изображений в продольном направлении при любом заданном смещении линзы, и наоборот.

Если при решении уравнения (45) получится мнимый корень, то это будет означать, что для данной линзы решения нет и нужна линза с другим фокусом по величине, а иногда и по знаку.

**Формулы зависимости между величинами смещения плоскости предметов и линзы вдоль оптической оси.** Выведем уравнение зависимости между величинами смещения плоскости предметов  $\Delta$  и линзы  $\delta$  при условии, что положение плоскости изображений остается неизменным.

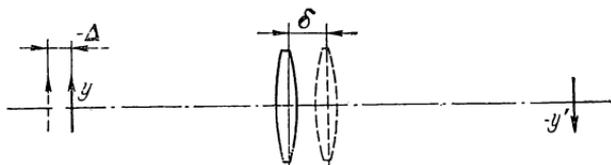


Рис. 11. К выводу формулы зависимости между смещениями вдоль оптической оси линзы и предмета

Величина смещения плоскости предметов  $\Delta$  (рис. 11) складывается из двух составляющих:  $\Delta_1$  — смещения вследствие изменения расстояния между линзой и изображением — и  $\Delta_2$  — собственно смещения линзы, т. е.

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2.$$

Так как  $\Delta_1 = \frac{\Delta'}{vv_1}$  и  $\Delta_2 = \delta$ , то получаем

$$\Delta = \frac{\Delta'}{vv_1} + \delta.$$

Учитывая, что  $\Delta' = -\delta$ , имеем

$$\Delta = \left(1 - \frac{1}{vv_1}\right) \delta.$$

На основании формулы (20) можно записать

$$v_1 = -\frac{x' - \delta}{f'} = \frac{f'v + \delta}{f'}.$$

Окончательно получаем

$$\Delta = \left[1 - \frac{f'}{v(f'v + \delta)}\right] \delta. \quad (46)$$

Решив уравнение (46) относительно  $\delta$ , находим

$$\delta = B \pm \sqrt{B^2 + f'v\Delta}, \quad (47)$$

где

$$B = \frac{1}{2} \left(\Delta - f' \frac{v^2 - 1}{v}\right).$$

По известному фокусному расстоянию и увеличению линзы в данном положении рассчитывается смещение плоскости предметов в продольном направлении при любом заданном смещении линзы, и наоборот.

Если при решении формулы (47) получится мнимый корень, то это будет означать, что для данной линзы решения нет и нужна линза с другим фокусом по величине, а иногда и по знаку.

Для определения малых приращений величин найдем производные из формул (39), (44) и (46):

$$\frac{d\Delta'}{d\Delta} = \left( \frac{f'v}{f' + v\Delta} \right)^2; \quad (48)$$

$$\frac{d\Delta'}{d\delta} = 1 - \left( \frac{f'v}{f' - v\delta} \right)^2; \quad (49)$$

$$\frac{d\Delta}{d\delta} = 1 - \left( \frac{f'}{f'v + \Delta} \right)^2. \quad (50)$$

Из формул (48), (49), (50), считая  $\Delta \rightarrow 0$ ,  $\delta \rightarrow 0$  и  $\Delta' \rightarrow 0$ , в пределе получим следующие зависимости между величинами малых перемещений:

$$\frac{\Delta'}{\Delta} \approx v^2 \quad (51)$$

(известная формула продольного увеличения);

$$\frac{\Delta'}{\delta} \approx 1 - v^2; \quad (52)$$

$$\frac{\Delta}{\delta} \approx 1 - \frac{1}{v^2}. \quad (53)$$

## 9. Система линз. Формулы

**Оптическая сила системы линз. Эквивалентная оптическая система. Узловые точки.** Если известны фокусное расстояние (оптическая сила) и положение главных плоскостей отдельных линз, установленных на определенном расстоянии  $d$  друг от друга, то можно определить фокусное расстояние и положение главных плоскостей всей группы линз, т. е. оптические характеристики эквивалентной системы.

Умножим обе части формулы (23) на высоту  $h$ ; так как  $\frac{h}{-b}$  и  $\frac{h}{b'}$  есть углы  $-u$  и  $u'$  (см. рис. 8), получим

$$u' = u + hf$$

или в общем виде

$$u_{k+1} = u_k + h_k \Phi_k. \quad (54)$$

Для расчета высот (при переходе к последующей поверхности) воспользуемся формулой (10).

Найдя последний угол  $u_n$  и последнюю высоту  $h_n$ , определим фокусное расстояние  $f'$ , отрезок  $b' = s'$  и положение главной плоскости  $t'$  по формулам (12), (13).

Для системы, находящейся не в воздухе, а в какой-либо другой среде, например в воде, следует пользоваться формулами (9), (10).

Зная величины фокусных расстояний линз  $f'_1; f'_2; f'_3; f'_4; \dots; f'_k$  и расстояний между ними (их главными плоскостями)  $d_1; d_2; d_3; \dots; d_k$ , удобно вести расчет соответственно формулам (54) и (10) следующим образом.

Величины  $u_1$  и  $h_1$  могут быть приняты любые, но они должны быть согласованы между собой. Затем рассчитываются поочередно все  $u$  и  $h$ :

$$u_2 = u_1 + \frac{h_1}{f'_1}; \quad u_3 = u_2 + \frac{h_2}{f'_2}; \quad \dots; \quad u_{k+1} = u_k + \frac{h_k}{f'_k};$$

$$h_2 = h_1 - u_2 d_1; \quad \dots; \quad h_k = h_{k-1} - u_k d_{k-1}.$$

На этом основании при расчете эквивалентного фокусного расстояния и заднего фокального отрезка системы угол  $u_1$  принимается равным нулю и  $h_1$  — любой величине, определяются последние угол и высота  $u_n$  и  $h_n$  и подставляются в формулы (12) и (13).

Часто бывает необходимо знать отрезки  $b$  и  $b'$  и увеличения  $v$  каждой линзы. Тогда следует пользоваться формулами (20) и (22).

Задаваемой величиной является расстояние от предмета (точки пересечения луча с оптической осью) до первой линзы  $b_1$ , а расчет производится в такой последовательности:

$b_1$	$b_2 = b'_1 - d_1$	$b_3 = b'_2 - d_2 \dots b_k = b'_{k-1} - d_{k-1}$	
+	+	+	+
$\frac{f'_1}{x_1}$	$\frac{f'_2}{x_2}$	$\frac{f'_3}{x_3}$	$\dots \frac{f'_k}{x_k}$
$v_1 = \frac{f'_1}{x_1}$	$v_2 = \frac{f'_2}{x_2}$	$v_3 = \frac{f'_3}{x_3}$	$\dots v_k = \frac{f'_k}{x_k}$
$b'_1 = b_1 v_1$	$b'_2 = b_2 v_2$	$b'_3 = b_3 v_3$	$\dots b'_k = b_k v_k$

Если  $b_1 = \infty$ , то  $b'_1 = f'_1$  и расчет начинается со второго столбца.

Эквивалентное фокусное расстояние в этом случае равно

$$f' = f'_1 v_2 v_3 \dots v_k.$$

Из формулы (54) следует, что если повернуть луч вокруг точки пересечения его с главной плоскостью ( $h_k = \text{const}$ ) на некоторый угол, то сопряженный луч повернется на такой же

угол в ту же сторону. Значит, поворот линзы (компонента) вокруг точки пересечения луча с главной плоскостью не меняет направления луча в пространстве изображений. Точки, обладающие этим свойством, называются узловыми точками.

Таким образом, любая точка, расположенная в главной плоскости, это узловая точка, и, наоборот, главные плоскости являются геометрическими местами узловых точек.

Можно сделать более широкий вывод: все плоскости, в которых, как в главных плоскостях, увеличение равно  $+1\times$ , являются геометрическими местами узловых точек.

У одиночного компонента имеется только одна пара плоскостей, где увеличение равно  $+1\times$ , это — главные плоскости. Но сложные системы могут иметь в каждом пространстве кроме главной плоскости еще одну плоскость с увеличением  $+1\times$ . Следовательно, в сложных системах могут быть две пары плоскостей узловых точек. Поворот всей системы вокруг точек, расположенных в плоскости с увеличением  $+1\times$ , так же как вокруг точек в главной плоскости, не вызывает изменения направления лучей в пространстве изображений, а приводит к их параллельному смещению.

Следует, однако, помнить, что приведенные здесь выводы (как все выводы геометрической оптики, относящиеся к поперечным измерениям) точны только для точек, расположенных близко к оптической оси, и для малых углов поворота системы.

**Формулы фокусного расстояния и заднего отрезка системы из двух линз.** Если система состоит из двух линз (двух обособленных групп линз, называемых компонентами), для которых известны фокусные расстояния (оптические силы)  $f'_1$  и  $f'_2$  и расстояние  $d$  (рис. 12) между ними, то, задавшись углом  $u_1 = 0$  (базовый луч) и любым значением  $h_1$ , можно определить  $u_2$ ,  $h_2$ ,  $u_3$  по формулам (54) и (10), а затем найти фокусное расстояние  $f'$ , расстояние от второго компонента до фокуса (задний отрезок)  $b'$  и положение главной плоскости изображений эквивалентной системы  $t'$ :

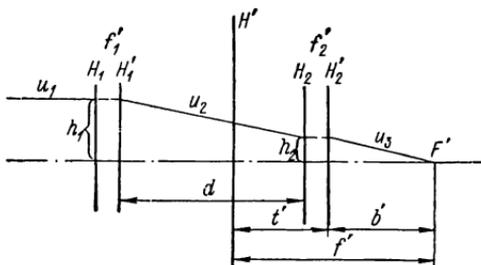


Рис. 12. К выводу формулы для расчета элементов системы из двух линз

$$u_2 = u_1 + h_1\varphi_1 = h_1\varphi_1;$$

$$h_2 = h_1 - u_2d = h_1(1 - \varphi_1d);$$

$$\begin{aligned} u_3 &= u_2 + h_2\varphi_2 = h_1\varphi_1 + h_1(1 - \varphi_1d)\varphi_2 = \\ &= h_1(\varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2); \end{aligned}$$

$$\varphi = \frac{u_3}{h_1} = \varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2; \quad (55)$$

$$f' = \frac{1}{\varphi} = \frac{f_1'f_2'}{f_1' + f_2' - d}; \quad (56)$$

$$b' = \frac{h_2}{u_3} = \frac{1 - \varphi_1 d}{\varphi} = f' \left( 1 - \frac{d}{f_1'} \right); \quad (57)$$

$$t' = f' - b' = \frac{f'}{f_1'} d. \quad (58)$$

Для определения положения главной плоскости предметов следует произвести расчет в обратном ходе (повернув систему на  $180^\circ$ ). Фокусное расстояние системы будет иметь то же значение, которое было получено при расчете в прямом ходе.

Из формулы (55) имеем

$$f' = \frac{h_1}{u_3}.$$

Но  $u_3 = \frac{u_2}{v_2}$ . Поэтому  $f' = \frac{h_1}{u_2} v_2$ . Поскольку  $\frac{h_1}{u_2}$  есть фокусное расстояние первой линзы, получаем

$$f' = f_1' v_2. \quad (59)$$

Если компонентов больше двух, то после расчета эквивалентной системы из двух линз по тем же формулам (55), (57), (58) рассчитывают эквивалентную систему из трех линз и т. д.

**Формулы зависимости приращения оптической силы, фокусного расстояния и заднего отрезка от приращения элементов двухкомпонентной системы.** В результате дифференцирования формул (55), (56) и (57) получаем:

$$\Delta\varphi = (1 - d\varphi_2) \Delta\varphi_1 + (1 - d\varphi_1) \Delta\varphi_2 - \varphi_1\varphi_2\Delta d; \quad (60)$$

$$\Delta f' = \left( \frac{f'}{f_1'} - k \right) \Delta f_1' + \left( \frac{f'}{f_2'} - k \right) \Delta f_2' + k\Delta d, \quad (61)$$

где

$$k = \frac{f'}{f_1' + f_2' - d};$$

$$\Delta b' = \left( 1 - \frac{d}{f_1'} \right) \Delta f' + \frac{f'd}{f_1'^2} \Delta f_1' - \frac{f'}{f_1'} \Delta d. \quad (62)$$

## 10. Линзы различной формы

Линзы с заданным фокусным расстоянием можно получить любым сочетанием радиусов кривизны двух поверхностей, как это видно из формул (14) и (15). Из теории aberrаций известно,

что в каждом конкретном случае поверхности линзы должны иметь вполне определенные радиусы кривизны, но с точки зрения величины фокусного расстояния она может быть любой формы.

Из бесчисленного множества (по сочетанию радиусов кривизны поверхностей) линз следует отметить несколько видов.

1. Линза с одной плоской поверхностью: плоско-выпуклая положительная и плоско-вогнутая отрицательная. Фокусное расстояние таких линз рассчитывается по формуле (17).

2. Линза симметричная: двояковыпуклая положительная и двояковогнутая отрицательная. Положив в формуле (15)  $r_2 = -r_1 = r$ , получим для такой линзы

$$f' = \frac{1}{n-1} \frac{r^2}{2r + d \frac{n-1}{n}}. \quad (63)$$

При  $d = 0$

$$f' = \frac{r}{2(n-1)}.$$

3. Линза с фокусным расстоянием, равным бесконечности ( $\varphi = 0$ ), — телескопическая линза. Приняв в формуле (14)  $\varphi = 0$ , получим следующее сочетание радиусов кривизны поверхностей такой линзы:

$$r_1 = r_2 + d \frac{n-1}{n}. \quad (64)$$

4. Линза концентрическая, у которой центры обеих поверхностей совпадают:

$$d = r_1 - r_2.$$

Из формулы (15) получаем фокусное расстояние такой линзы:

$$f' = -\frac{n}{n-1} \frac{r_1 r_2}{r_1 - r_2} = -\frac{n}{n-1} \frac{r_1 r_2}{d}. \quad (65)$$

Из формулы (65) видно, что концентрическая линза отрицательна.

При  $d = 0$   $f' = \infty$ . Это значит, что очень тонкую пластинку можно изгибать в широких пределах, не вызывая появления фокусности.

Необходимо предостеречь от попыток дифференцировать формулу (65). Поскольку с изменением любого радиуса кривизны или толщины линза теряет свой отличительный признак, перестает быть концентрической, то результаты дифференцирования по независимым переменным неверны. Дифференцировать следует основную формулу (14) или (15), что было сделано выше [см. формулу (18)].

Анализ формулы (16) позволяет сделать следующий вывод о расположении главных плоскостей у линз различной формы (рис. 13): у линз разнозначных радиусов кривизны главные плоскости находятся между вершинами поверхностей, у плоско-выпуклых и плоско-вогнутых линз одна главная плоскость касается вершины сферической поверхности, а другая лежит внутри линзы; у положительных и отрицательных менисков (линзы с однозначными радиусами кривизны) одна или обе главные плоскости располагаются за пределами линз со стороны более кривых поверхностей.

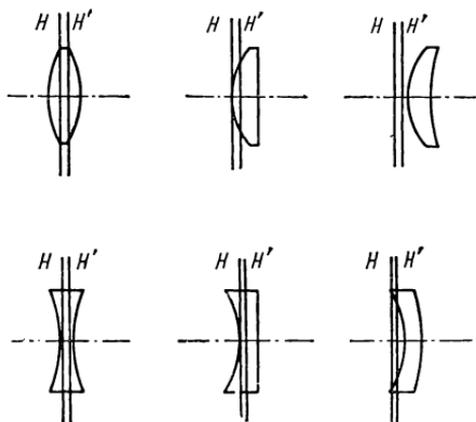


Рис. 13. Расположение главных плоскостей у линз различной формы

Из рис. 13 видно, что отличительная черта между положительными и отрицательными линзами заключается в том, что у первых толщина середины больше толщины края, у вторых, наоборот, толщина края больше толщины середины.

## 11. Зависимость приращения фокусного расстояния линзы от выраженных в кольцах Ньютона отступлений радиусов кривизны поверхностей

Радиусы кривизны поверхностей линз контролируются с помощью пробных стекол. Если радиус кривизны испытуемой поверхности не равен радиусу кривизны поверхности пробного стекла, то между поверхностями возникает интерференционная картина в виде колец, называемых кольцами Ньютона. Для рассмотрения зависимости приращения фокусного расстояния линзы от выраженных в кольцах Ньютона отступлений радиусов кривизны поверхностей необходимо кратко ознакомиться с возникновением колец Ньютона.

В результате суммарного действия двух когерентных источников света на освещаемой поверхности появляются чередующиеся темные и светлые полосы. Представление о природе этих полос может дать иллюстрация суммарного действия двух волн (рис. 14). В местах, куда колебания приходят в противофазе, появляются темные полосы. В промежутках между темными лежат белые полосы, соответствующие тем местам, где фазы двух колебаний совпадают.

При наложении пробного стекла на испытуемую поверхность наблюдается интерференционная картина в виде темных и свет-

лых колец (полос) благодаря суммарному действию двух световых волн, отраженных от испытываемой и эталонной поверхностей.

Число колец (полос) указывает на разность стрелок прогиба поверхностей. Ширина полосы — расстояние  $l$  между серединами соседних одноименных полос — соответствует разности стрелок прогиба в полволны.

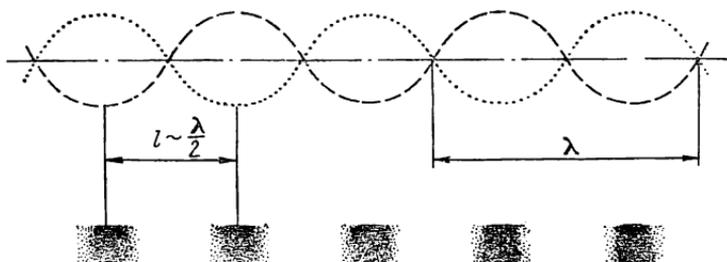


Рис. 14. Связь между количеством колец Ньютона и длиной волны

Поэтому для расчета разности стрелок прогиба поверхностей  $\Delta a$  следует число колец  $N$  умножить на  $\frac{\lambda}{2}$ :

$$\Delta a = N \frac{\lambda}{2}.$$

Как определить число колец  $N$ ? Если наблюдается одно или более колец, то число их подсчитывается непосредственно; напри-

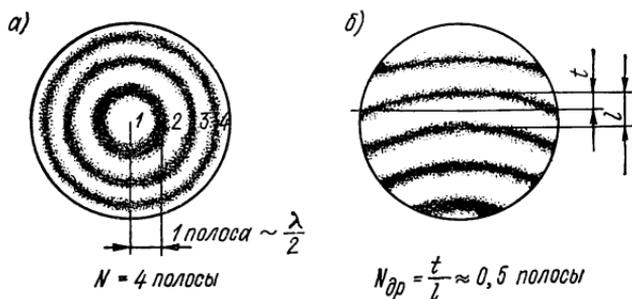


Рис. 15. К расчету количества полос в картине интерференции

мер, на рис. 15, а  $N = 4$ . При дробном числе полос величина  $N_{\text{др}}$  определяется стрелой прогиба полосы, расположенной по наибольшему размеру поверхности (диаметру), и выражается в виде отношения стрелы прогиба полосы  $t$  к ширине полосы  $l$ :  $N_{\text{др}} = \frac{t}{l}$ . Отношение  $t/l$  на практике определяется на глаз. Например, на рис. 15, б  $t/l \approx 0,5$ .

С другой стороны, из геометрии известна приближенная формула для расчета стрелы прогиба  $a$  поверхности радиусом  $r$  при диаметре  $D$ :

$$a \approx \frac{\left(\frac{D}{2}\right)^2}{2r}.$$

Продифференцировав это уравнение, получим

$$\frac{dr}{da} = 8 \left(\frac{r}{D}\right)^2.$$

Разность радиусов определяется по следующей формуле:

$$\Delta r \approx \frac{dr}{da} \Delta a = 4 \left(\frac{r}{D}\right)^2 \lambda N. \quad (66)$$

Подставив выражение (66) в формулу (18), получим искомую зависимость

$$\Delta f' \approx 4(n-1) \left(\frac{f'}{D}\right)^2 \lambda \left[ N_1 + N_2 + d \frac{n-1}{n} \left(\frac{N_1}{r_2} - \frac{N_2}{r_1}\right) \right]. \quad (67)$$

В случае тонкой линзы ( $d = 0$ ) и концентрической линзы ( $r_2 \approx r_1$ ) при  $N_1 = N_2$  третий член в квадратных скобках уравнения (67) равен нулю. Тогда

$$\Delta f' \approx 4(n-1) \left(\frac{f'}{D}\right)^2 \lambda (N_1 + N_2). \quad (68)$$

Поскольку член уравнения (67), содержащий величину  $d$ , сравнительно мал, то практически всегда можно пользоваться формулой (68). Из этой формулы видно, что приращение фокусного расстояния не зависит от радиусов кривизны поверхностей линзы и является функцией только числа колец Ньютона. Данное число колец при малом радиусе и радиусе, равном бесконечности, вызывает одно и то же приращение фокусного расстояния. Это согласуется с известным выводом о том, что изгиб тонкой линзы мало влияет на ее фокусность и что тонкую пластину можно изгибать в широких пределах, не вызывая фокусности.

Таким образом, формула (68) применима для линзы (или группы линз) независимо от кривизны поверхностей. Применяя этот вывод к склеенным поверхностям, необходимо учитывать показатель преломления клеящего вещества.

Докажем, что влияние сферичности плоской поверхности линзы подчиняется формуле (68).

Радиус поверхности, близкой к плоской, рассчитывается по формуле

$$r \approx \frac{D^2}{4\lambda N}. \quad (69)$$

Фокусное расстояние, возникающее при этом радиусе,

$$f'_\infty = \frac{r}{n-1} = \frac{D^2}{4(n-1)\lambda N}. \quad (70)$$

Оптическая сила линзы, имеющей кривизну на плоской поверхности,

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi,$$

где

$$\Delta\varphi = \frac{1}{f'_\infty}.$$

Приращение фокусного расстояния линзы

$$\Delta f' \approx f'^2 \Delta\varphi = \frac{f'^2}{f'_\infty}.$$

Подставив  $f'_\infty$  из формулы (70), получим

$$\Delta f' \approx 4(n-1) \left( \frac{f'}{D} \right)^2 \lambda N. \quad (71)$$

Формулы (71) и (68) идентичны, т. е. принятое ранее положение доказано.

В формулы (67) и (68) величины  $N$  должны подставляться с учетом их знаков: если на поверхности «бугор», знак положительный, если «яма», — отрицательный. Если имеет место бугор, пробное стекло касается вершины, если яма, — краев испытуемой поверхности. Как видно из формулы (68), бугор и яма компенсируют друг друга, а яма и яма или бугор и бугор всегда усиливают друг друга. Независимо от характера поверхности (вогнутая она или выпуклая) бугор всегда делает линзу более положительной, а яма — более отрицательной. Бугор укорачивает фокусное расстояние положительной и удлиняет фокусное расстояние отрицательной линзы, яма — наоборот.

Следует помнить, что формулы (67), (68) и (71) являются приближенными, поэтому ими можно пользоваться только при небольших значениях  $N$ ; при значительных  $N$  желаемые приращения фокусного расстояния  $\Delta f'$  достигаются со второй попытки.

ПРИЛОЖЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ  
К РАСЧЕТУ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

### 12. Оптическая система с фокусирующей линзой

Для того чтобы выяснить возможность применения формул и положений геометрической оптики к реальным оптическим системам, рассмотрим несколько систем, начиная с системы с переменным фокусным расстоянием, изменение которого осуще-

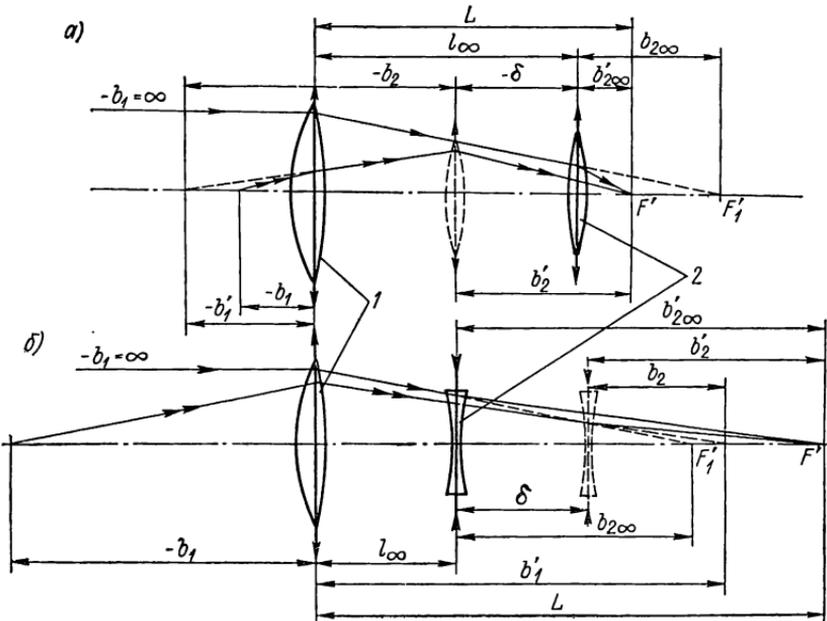


Рис. 16. Схема оптической системы с положительной и отрицательной фокусирующей линзой

ствляется с помощью подвижной линзы. Такая двухкомпонентная система широко распространена в качестве телеобъективов, объективов теодолитов, нивелиров, приборов контроля соосности и др.

Система состоит из неподвижной линзы 1 (рис. 16) и подвижной (фокусирующей) линзы 2 — положительной (рис. 16, а) или отрицательной (рис. 16, б). Фокусирующая линза позволяет произвести наводку (фокусировку) на предметы, находящиеся на различном расстоянии от системы.

Расчет зависимости между подвижной фокусирующей линзы, расстоянием до предмета и фокусными расстояниями компонентов системы. Воспользуемся формулой в отрезках на оси (23). Из рис. 16 имеем:

$$b'_2 = b'_{2\infty} - \delta; \quad b_2 = b'_1 - l_\infty + \delta.$$

После подстановки последних выражений в формулу (23) и простых преобразований получим следующее квадратное уравнение:

$$\delta^2 - (b'_1 + b'_{2\infty} - l_\infty) \delta - f'_2 (b'_1 - l_\infty - b'_{2\infty}) + b'_{2\infty} (b'_1 - l_\infty) = 0.$$

Преобразовав свободный член уравнения, получим

$$\delta^2 - (b'_1 + b'_{2\infty} - l_\infty) \delta + (b'_{2\infty} - f'_2) (b'_1 - f_1) = 0. \quad (72)$$

Входящие в формулу (72) величины определяются следующим образом: величину  $b'_1$  можно выразить через фокусное расстояние первой линзы  $f_1$  и расстояние до предмета  $b_1$  с помощью формулы (26);  $b'_{2\infty}$  и  $l_\infty$  — задаваемые конструктивные величины, а фокусные расстояния первой и второй линз рассчитываются в соответствии с оптической схемой.

Для конкретной системы формула (72) является искомой функциональной зависимостью между величиной подвижки фокусирующей линзы  $\delta$  и положением плоскости предметов  $b_1$ :

$$\delta = \Phi_1 (b_1). \quad (73)$$

Подставив в формулу (73) текущие значения аргумента  $b_1$ , получим графическое выражение динамики фокусирующей линзы в виде кривой зависимости между величинами  $\delta$  и  $b_1$ .

Определим необходимые величины.

Согласно формуле (59), фокусное расстояние системы из двух компонентов

$$f' = f'_1 v_{2\infty},$$

где  $v_{2\infty}$  — линейное увеличение второй линзы для случая, когда плоскость предметов находится в бесконечности.

Так как  $v_{2\infty} = \frac{b'_{2\infty}}{b_{2\infty}}$  [см. формулу (22)], а  $b'_{2\infty} = L - l_\infty$  и  $b_{2\infty} = f'_1 - l_\infty$ , то после преобразования получим

$$f' = f'_1 \frac{L - b'_{2\infty}}{f'_1 - b'_{2\infty}}. \quad (74)$$

Зная фокусное расстояние всей системы  $f'$ , длину системы  $L$  и расстояние  $b'_{2\infty}$  от подвижной линзы до плоскости изображений в положении, когда предмет находится в бесконечности, можно определить фокусное расстояние  $f'_1$  первой линзы.

Для расчета фокусного расстояния второй, подвижной, линзы применим формулу (24):

$$f'_2 = \frac{b_{2\infty} b'_{2\infty}}{b_{2\infty} - b'_{2\infty}}. \quad (75)$$

Подставив  $b_{2\infty} = f'_1 - l_\infty$  и  $b'_{2\infty} = L - l_\infty$ , определим фокусное расстояние  $f'_2$  второй линзы.

Фокусирующая линза может быть положительной или отрицательной.

Если фокусное расстояние всей системы  $f'$  меньше общей длины  $L$ , то линза положительная, если  $f'$  больше  $L$ , то отрицательная.

**Примеры для двух систем, имеющих одинаковую длину.**  
*Система с положительной фокусирующей линзой.* Пусть  $f' = 180$  мм;  $L = 250$  мм;  $b'_{2\infty} = 10$  мм;  $l_{\infty} = L - b'_{2\infty} = 240$  мм.

Подставив числовые значения в формулу (74), получим:

$$f'_1 = 254,12 \text{ мм};$$
$$b_{2\infty} = f'_1 - l_{\infty} = 14,12 \text{ мм}.$$

Подставив числовые значения в формулу (75), найдем

$$f'_2 = 34,27 \text{ мм}.$$

*Система с отрицательной фокусирующей линзой.* Пусть  $f' = 350$  мм;  $L = 250$  мм;  $b'_{2\infty} = 100$  мм;  $l_{\infty} = L - b'_{2\infty} = 150$  мм.

По формулам (74) и (75) соответственно получим:  $f'_1 = 210$  мм;  $f'_2 = -150$  мм.

Подставив данные, найденные для обеих систем, в формулу (72), можно построить графики зависимости между величинами  $\delta$  и  $b_1$  и убедиться, что системы с положительными фокусирующими линзами «просматривают» значительно большие промежутки, чем системы с отрицательными линзами, при меньших величинах подвижек линз.

### 13. Оптическая система с переменным увеличением из двух положительных компонентов, перемещающихся по непропорциональному закону

Пользуясь формулами геометрической оптики, можно рассчитать системы для плавного изменения масштабов изображений при неизменном положении плоскости предметов и плоскости их изображений.

Эта задача решается системами, содержащими два или более компонентов, причем не менее чем два компонента должны быть подвижными вдоль оптической оси.

Компоненты системы могут перемещаться по непропорциональному и пропорциональному закону.

**Формулы зависимости между подвижками компонентов.**  
На рис. 17 показана система из двух положительных линз (компонентов) 1 и 2. Пусть в исходном положении между линзами — параллельный ход лучей, предмет  $y$  находится в переднем фокусе линзы 1, а его изображение  $y'$  — в заднем фокусе линзы 2. Сместим линзу 1 на величину  $\delta_1$ .

Согласно формуле (20), линейное увеличение первой линзы

$$v_1 = - \frac{f_1}{x_1}.$$



Согласно формуле (20)  $v_2 = -\frac{x_2'}{f_2'}$  и  $v_2^H = -\frac{x_2'^H}{f_2'}$ . Поскольку  $x_2'^H = -\delta_2$ , получаем

$$v_2^H = \frac{\delta_2}{f_2'} . \quad (78)$$

Подставив  $v_2$  и  $v_2^H$ , находим

$$\delta_2 = \frac{-x_2'}{1 + \frac{x_2' \delta_2}{f_2'^2}} .$$

После преобразований имеем:

$$\delta_2^2 - x_2 \delta_2 + f_2'^2 = 0; \quad (79)$$

$$\delta_2 = \frac{x_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{x_2}{2}\right)^2 - f_2'^2} . \quad (80)$$

Общее увеличение  $v$  всей системы переменного увеличения равно произведению  $v_1$  на  $v_2^H$ :

$$v = v_1 v_2^H = -\frac{f_1'}{f_2'} \frac{\delta_2}{\delta_1} . \quad (81)$$

Расстояние между линзами  $l$  есть сумма трех величин:

$$l = l_0 - \delta_1 + \delta_2 . \quad (82)$$

Итак, для расчета подвижек в системе переменного увеличения из двух положительных компонентов (рис. 17) задаемся значениями  $\delta_1$ , вычисляем  $v_1$  по формуле (76),  $x_2$  по формуле (77),  $\delta_2$  по формуле (80),  $v_2^H$  по формуле (78),  $v$  по формуле (81) и  $l$  по формуле (82).

**Предельные подвижки компонентов (линз).** Максимальная кратность системы переменного увеличения выражается отношением  $\frac{v_{\min}}{v_{\max}}$ ; она имеет место при предельных величинах подвижек линз:  $\delta_{1\text{пр}}$  и  $\delta_{2\text{пр}}$ .

Предельные величины подвижек линз определяются положениями, когда расстояние между ними становится равным нулю ( $l = 0$ ); из формулы (82)

$$\delta_{2\text{пр}} = \delta_{1\text{пр}} - l_0 . \quad (83)$$

После подстановки в формулу (77)  $v_1$  из выражения (76) получаем

$$x_2 = f_1' + \frac{f_1'^2}{\delta_{1\text{пр}}} + f_2' - l_0 + \delta_{1\text{пр}} . \quad (84)$$

В свою очередь, из формулы (79) после подстановки  $\delta_{2\text{пр}}$  из выражения (83) находим

$$x_2 = \frac{f_2'^2 + (\delta_{1\text{пр}} - l_0)^2}{\delta_{1\text{пр}} - l_0}. \quad (85)$$

Решая совместно уравнения (84) и (85), получаем

$$\delta_{1\text{пр}}^2 - l_0 \delta_{1\text{пр}} - \frac{f_1'^2}{f_1' + f_2'} l_0 = 0. \quad (86)$$

Корни квадратного уравнения (86) есть предельные величины подвижки первой линзы  $\delta_{1\text{пр}}$ . Подставляя в формулу (83), определяем предельные величины подвижки второй линзы  $\delta_{2\text{пр}}$ .

Если  $f_1' = f_2' = f'$ , то из уравнения (86) вытекает:

$$\delta_{1\text{пр}}^2 - l_0 \delta_{1\text{пр}} - \frac{1}{2} f' l_0 = 0;$$

$$\delta_{1\text{пр}} = \frac{l_0}{2} \pm \sqrt{\frac{l_0}{2} \left( \frac{l_0}{2} + f' \right)}. \quad (87)$$

**Конкретная система.** Рассчитаем шкалу подвижек для системы переменного увеличения из двух положительных компонентов, приняв  $f_1' = f_2' = f' = 100$  мм и  $l_0 = 80$  мм. Суммарная длина всей системы от плоскости предметов до плоскости изображений равна 280 мм.

Прежде всего определим максимальные подвижки линз и максимальную кратность. Из формулы (87) или (86) имеем  $\delta_{1\text{пр}+} = 114,833$  мм и  $\delta_{1\text{пр}-} = -34,833$  мм.

Подставив эти значения в формулу (83), получим  $\delta_{2\text{пр}+} = 34,833$  мм и  $\delta_{2\text{пр}-} = -114,833$  мм. Согласно формуле (81),

$$v_{\text{max}} = -\frac{100 \cdot 34,833}{100 \cdot 114,833} = -0,303\times;$$

$$v_{\text{min}} = -\frac{100 \cdot 114,833}{100 \cdot 34,833} = -3,296\times.$$

Максимальная кратность

$$\frac{v_{\text{min}}}{v_{\text{max}}} = 10,9.$$

Далее рассчитываем шкалу подвижек компонентов (табл. 4).

Данные, приведенные в таблице, позволяют сделать следующие выводы: 1) наибольшее расстояние между линзами имеет место тогда, когда между ними параллельный ход лучей; 2) в точках, где увеличение одной из линз равно  $-1\times$  (величина подвижки равна фокусному расстоянию, т. е.  $\delta_1 = f_1'$  и  $\delta_2 = f_2'$ ), подвижка другой линзы достигает максимальной величины и направление

$\delta_1$ , мм	$v_1$ , крат	$x_2$ , мм	$\delta_2$ , мм	$v_2^H$ , крат	$v_{\text{крат}}$	$l$ , мм
114,833	-0,87083	321,916	34,833	0,3483	-0,3033	0,000
110,0	-0,909	321,001	34,960	0,350	-0,318	4,960
100,0	-1,000	320,0	35,100	0,351	-0,351	15,100
50,0	-2,000	370,0	29,357	0,294	-0,588	59,357
30,0	-3,333	483,33	21,662	0,217	-0,723	71,662
5,0	-20,000	2125,0	4,716	0,0472	-0,943	79,716
0	$-\frac{f_1'}{\delta_1}$	$\infty$	0	$\frac{\delta_2}{f_2'}$	-1,000	80,000
-5,0	20,000	-1885,0	-5,320	-0,0532	-1,064	79,680
-20,0	5,000	-400,0	-26,795	-0,268	-1,340	73,205
-30,0	3,333	-243,333	-52,365	-0,524	-1,745	57,697
-34,0	2,941	-208,117	-75,282	-0,753	-2,215	38,718
-35,0	2,857	-200,714	-91,900	-0,919	-2,626	23,900
-35,1	2,849	-200,000	-100,000	-1,000	-2,849	15,100
-34,96	2,860	-200,997	-110,000	-1,100	-3,146	4,960
-34,833	2,87083	-201,916	-114,833	-1,1483	-3,2960	0,000

движения линзы меняется; эти точки можно рассчитать аналитически, приравняв нулю производные  $dx_2/d\delta_1$  из формулы (84) и  $dx_2/d\delta_2$  из формулы (79).

По-видимому, можно считать правилом, что границы работы системы с переменным увеличением из двух положительных компонентов должны лежать в промежутке между двумя указанными точками. Вблизи них и за их пределами имеет место сильная диспропорция между подвижками линз. Это одна из причин того, что на практике кратность таких систем с переменным увеличением может достигать 50—60% от максимальной кратности.

#### 14. Оптическая система с переменным фокусным расстоянием, но с постоянным положением задней фокальной плоскости

Плавного изменения фокусного расстояния при постоянном положении фокальной плоскости можно достигнуть в системе, состоящей из двух подвижных компонентов.

На положительную линзу 1 (рис. 18) падает параллельный пучок лучей (плоскость предметов находится в бесконечности). В фокальной плоскости линзы 1 получается первое изображение, которое затем строится отрицательный линзой 2 в фокальной пло-

скости всей системы  $F'$ . (Фокальная плоскость системы из линз 1 и 2 — мнимая, но добавлением линзы 3 с соответствующим фокусным расстоянием ее можно сделать действительной и расположить на любом расстоянии: от  $b'_3$  до бесконечности).

Фокусное расстояние системы

$$f' = f_1 v_2, \quad (88)$$

где  $f_1$  — фокусное расстояние первого компонента;  $v_2$  — линейное увеличение второго компонента.

Изменение фокусного расстояния системы может осуществляться за счет изменения увеличения второго компонента, достигаемого путем подвижек по определенному закону обоих компонентов.

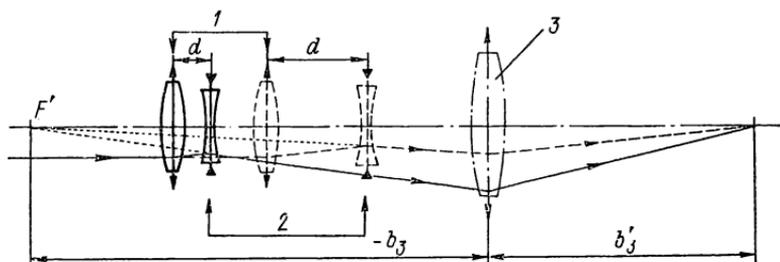


Рис. 18. Оптическая схема системы с переменным фокусным расстоянием и неизменным положением задней фокальной плоскости

Задача о подвижках компонентов решается с помощью формулы (46). Для данного случая величина  $\Delta$  в формуле (46) есть величина подвижки первой линзы  $\delta_1$ , поскольку смещение предмета перед второй линзой равно смещению первой линзы;  $\delta$  — величина смещения второй линзы;  $f'_1$  и  $v$  — фокусное расстояние и исходное увеличение второй линзы; исходное увеличение удобно принять равным  $-1\times$ . Итак, имеем:

$$\Delta = \delta_1; \quad \delta = \delta_2; \quad f' = f'_2; \quad v = v_2 = -1\times.$$

Перепишем формулу (46):

$$\delta_1 = \left( 1 - \frac{f'_2}{f'_2 - \delta_2} \right) \delta_2. \quad (89)$$

Увеличение второй линзы в каждом положении

$$v_2^H = \frac{\delta_2 - f'_2}{f'_2}. \quad (90)$$

Рассчитываем по формулам (89) и (90) величины подвижек линз  $\delta_1$  и  $\delta_2$  и увеличения второй линзы  $v_2^H$ , приняв ее фокусное расстояние  $f'_2$  равным  $-50$  мм (табл. 5).

Из таблицы видно, что, начиная с  $v_2^H = -1\times$ , независимо от знака подвижки второй линзы  $\delta_2$  первая линза движется только в одну сторону — в область положительных значений.

При абсолютном увеличении больше  $1\times$  линзы перемещаются одна за другой и расстояние между ними увеличивается. При увеличении меньше  $1\times$  линзы перемещаются навстречу друг другу. Если использовать объектив для работы, начиная от однократного увеличения и больше, то в исходном положении ( $v_2 = -1\times$ )

ТАБЛИЦА 5

$\delta_2$ , мм	$\delta_1$ , мм	$v_2^H$ , крат	$d = \delta_2 - \delta_1$ , мм
-20	13,4	-0,6	-6,6
-10	2,5	-0,8	-7,5
0	0	-1	0
10	1,67	-1,2	8,33
20	5,72	-1,4	14,18
50	25	-2	25
75	45	-2,5	30

линзы могут находиться рядом ( $d = 0$ ). В этом случае фокусное расстояние первой линзы

$$f'_1 \geq -2f'_2 \geq 100 \text{ мм.}$$

Фокусное расстояние всей системы, согласно формуле (88),

$$f' \geq -2f'_2 v_2^H.$$

Кратность системы равна отношению максимального увеличения второй линзы к минимальному и зависит от выбранных максимальных подвижек  $\delta_2$  и  $\delta_1$  (табл. 5).

Итак, необходимые параметры системы с переменным фокусным расстоянием и постоянным положением фокальной плоскости определены.

Передний отрезок  $b_3$  линзы 3 (рис. 18) может быть рассчитан по формуле

$$b_3 \geq (f'_1 - d) v_{2\min}^H.$$

При  $v_{2\min}^H = -2,5\times$   $b_3 = -175$  мм.

Задавшись отрезком  $b'_3$ , находим фокусное расстояние линзы 3 по формуле (24).

## 15. Трехкомпонентная панкратическая система с коэффициентом пропорциональности подвижек компонентов, равным единице

Выше были рассмотрены вопросы применения теории геометрической оптики к расчету оптических систем, в которых обеспечиваются плавное изменение масштабов изображений и постоянство положения плоскостей предметов и изображений (панкратических систем) путем перемещения двух компонентов по непропорциональным законам. Такое решение задачи приводит к усложнениям в кинематике приборов в связи с необходимостью применения точных кулачковых механизмов. Поэтому появилась необходимость расчета такой панкратической системы, в которой компоненты перемещались бы по пропорциональным законам.

В частном случае, когда коэффициент пропорциональности равен единице, компоненты движутся в одну сторону с одинаковой скоростью.

Рассмотрим оптическую схему такой системы (рис. 19). Изображенная после подвижной линзы 1 плоскость предметов  $y$  переносится неподвижной линзой 2 в плоскость предметов подвижной линзы 3, которая строит изображения в плоскости  $y'$ .

**Перемещения линз, их увеличения и фокусные расстояния.** Исследуем перемещения линз 1 и 3 (рис. 19). Обозначим фокусные расстояния всех линз через  $f'_1, f'_2, f'_3$  и увеличения в исходном положении через  $v_1, v_2, v_3$ .

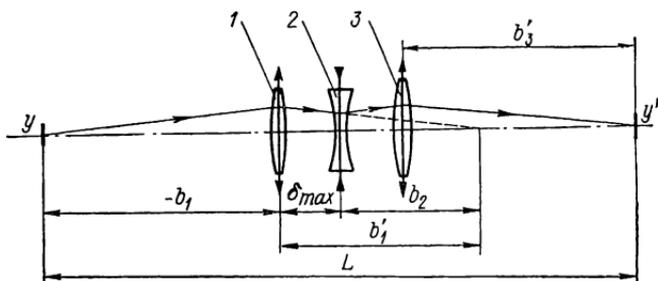


Рис. 19. Схема трехкомпонентной панхроматической системы с одинаковыми подвижками двух крайних компонентов

Пусть линза 1 переместилась на величину  $\delta_1$ . Тогда, согласно формуле (44), даваемое этой линзой изображение сместится на величину  $\Delta'_1$ :

$$\Delta'_1 = \left(1 - \frac{f'_1 v_1^2}{f'_1 - v_1 \delta_1}\right) \delta_1. \quad (91)$$

На эту же величину сместится плоскость предметов линзы 2, т. е.

$$\Delta_2 = \Delta'_1.$$

Согласно формуле (35), величина смещения плоскости изображений линзы 2

$$\Delta'_2 = v_2 v_2^H \Delta'_1, \quad (92)$$

где  $v_2^H$  — увеличение второй линзы в сдвинутом положении.

Подставив  $\Delta'_1$  из формулы (91), получим

$$\Delta'_2 = v_2 v_2^H \left(1 - \frac{f'_1 v_1^2}{f'_1 - v_1 \delta_1}\right) \delta_1. \quad (93)$$

Плоскость предметов линзы 3 сместится на такую же величину, т. е.

$$\Delta_3 = \Delta'_2.$$

Благодаря этому на основании формулы (46) можно получить величину  $\Delta'_3$ , выраженную через параметры линзы 3:

$$\Delta_3 = \Delta'_3 = \left[1 - \frac{f'_3}{v_3 (f'_3 v_3 + \delta_3)}\right] \delta_3. \quad (94)$$

Основное условие постоянства положения плоскости изображений при одинаковых подвижках линз 1 и 3  $\delta_1 = \delta_3 = \delta$  обуславливает равенство правых частей формул (93) и (94). Приравняв правые части этих формул и решив их относительно  $v_2^H$ , получим

$$v_2^H = \frac{1 - \frac{f'_3}{v_3(f'_3 v_3 + \delta)}}{v_2 \left( 1 - \frac{f'_1 v_1^2}{f_1 - v_1 \delta} \right)}. \quad (95)$$

Выразим теперь увеличение  $v_2^H$  через параметры второй линзы, используя для этого формулу (36):

$$v_2^H = \frac{f'_2 v_2}{f'_2 + v_2 \Delta'_1}. \quad (96)$$

Подставив  $\Delta'_1$  из формулы (91) и учтя, что  $\delta_1 = \delta_3 = \delta$ , получим

$$v_2^H = \frac{f'_2 v_2}{f'_2 + v_2 \left( 1 - \frac{f'_1 v_1^2}{f_1 - v_1 \delta} \right) \delta}. \quad (97)$$

Проведем анализ формул (95) и (97). Если положить  $\delta = 0$ , то из формулы (97)  $v_2^H = v_2$ , а из формулы (95)

$$v_2^H = \frac{1 - \frac{1}{v_3^2}}{v_2 (1 - v_1^2)}.$$

Следовательно, должно быть выполнено условие

$$v_2 = \frac{1 - \frac{1}{v_3^2}}{v_2 (1 - v_1^2)},$$

откуда находим такую зависимость между увеличениями всех трех линз:

$$v_2 = \pm \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{v_3^2}}{1 - v_1^2}}. \quad (98)$$

Из формулы (98) видно, что не всякое сочетание увеличений может быть удовлетворительным. Приняв  $v_3 = \frac{1}{v_1}$ , получим  $v_2 = \pm 1$ . Для схемы, показанной на рис. 19, подходит только  $v_2 = -1$ .

Подставив эти данные в формулы (95) и (97) и приняв  $f'_3 = f'_1$ , что является обязательным условием решения задачи, найдем:

$$v_2^H = \frac{1 - \frac{f'_1 v_1^2}{f'_1 + v_1 \delta}}{1 - \frac{f'_1 v_1^2}{f'_1 - v_1 \delta}}; \quad (99)$$

$$v_2^H = \frac{f'_2}{\left(1 - \frac{f'_1 v_1^2}{f'_1 - v_1 \delta}\right) \delta - f'_2}. \quad (100)$$

После совместного решения уравнений (99) и (100) получим следующее выражение для  $f'_2$ :

$$f'_2 = \frac{(1 - v_1^2)^2}{2v_1^3} f'_1 - \frac{\delta^2}{2f'_1 v_1}. \quad (101)$$

**Остаточные расфокусировки.** Из формулы (101) видно, что не существует такого решения, в котором при любом значении  $\delta$  фокусное расстояние  $f'_2$  оставалось бы постоянным. Это свидетельствует о том, что невозможно строго математически решить поставленную задачу достижения в рассматриваемой системе резкости изображения во всех точках шкалы подвижек.

Вместе с тем, согласно той же формуле (101), можно утверждать, что в трех точках расфокусировка полностью исключается: первая точка — исходная, а две другие — симметричные относительно нее для  $\pm\delta$ . Это имеет место благодаря тому, что величина  $\delta$  входит в формулу во второй степени. В промежутках между  $\delta_{\min}$  и 0, 0 и  $\delta_{\max}$  будет наблюдаться расфокусировка  $\nabla\Delta'_2$ , для расчета которой выведем формулу

$$\nabla\Delta'_2 = \frac{\partial\Delta'_2}{\partial f'_2} \nabla f'_2 = \frac{\partial\Delta'_2}{\partial v_2^H} \frac{\partial v_2^H}{\partial f'_2} \nabla f'_2. \quad (102)$$

Продифференцировав уравнение (92) с учетом того, что  $v_2 = -1$ , получим

$$\frac{\partial\Delta'_2}{\partial v_2^H} = -\Delta'_1.$$

Продифференцируем уравнение (96):

$$\frac{\partial v_2^H}{\partial f'_2} = \frac{\Delta'_1}{(f'_2 - \Delta'_1)^2}.$$

Подставив результат в формулу (102), найдем

$$\nabla\Delta'_2 = - \left( \frac{\Delta'_1}{f'_2 - \Delta'_1} \right)^2 \nabla f'_2. \quad (103)$$

Если рассчитать  $f'_2$  по формуле (101) для двух крайних точек ( $\delta = \pm\delta_{\max}$ ), т. е. сделать расфокусировку для этих точек

равной нулю, то для расчета  $\nabla f'_2$  для всех других точек будет подходить вытекающая из уравнения (101) следующая формула:

$$\nabla f'_2 = - \frac{\delta_{\max}^2 - \delta^2}{2f'_1 v_1}.$$

Подставив это выражение в формулу (103), получим

$$\nabla \Delta'_2 = \left( \frac{\Delta'_1}{f'_2 - \Delta'_1} \right)^2 \frac{\delta_{\max}^2 - \delta^2}{2f'_1 v_1}. \quad (104)$$

Максимальная расфокусировка будет наблюдаться в зональной точке, где  $\delta = \pm \sqrt{\frac{1}{2}} \delta_{\max}$ . Поэтому имеем

$$\nabla \Delta'_{2\max} = \frac{1}{4} \left( \frac{\Delta'_{1\text{зон}}}{f'_2 - \Delta'_{1\text{зон}}} \right)^2 \frac{\delta_{\max}^2}{f'_1 v_1}. \quad (105)$$

**Зависимость между фокусными расстояниями, увеличениями и максимальными подвижками компонентов; основная теория трехкомпонентной системы.** При расчете  $v_1, f'_1$  необходимо учитывать конструктивно-габаритные соображения. При этом должно обеспечиваться следующее вытекающее из рис. 19 условие:

$$b'_1 \geq b_2 + \delta_{\max}.$$

Подставив выражения отрезков  $b'_1$  и  $b_2$  из формул (25) и (26), получим

$$f'_1 (1 - v_1) \geq f'_2 \frac{1 - v_2}{v_2} + \delta_{\max}.$$

Подставив  $v_2 = -1$ , найдем

$$f'_2 \geq \frac{\delta_{\max} - f'_1 (1 - v_1)}{2}. \quad (106)$$

Оставим в формуле (106) знак равенства и приравняем правые части формул (101) и (106), приняв в формуле (101)  $\delta = \delta_{\max}$ . После преобразований получим следующее квадратное уравнение:

$$f_1'^2 (v_1^3 - 2v_1^2 + 1) - f_1' v_1^3 \delta_{\max} - v_1^2 \delta_{\max}^2 = 0.$$

Поделив его на  $\delta_{\max}^2$  и обозначив  $\frac{f_1'}{\delta_{\max}} = K$ , найдем

$$(v_1^3 - 2v_1^2 + 1) K^2 - v_1^3 K - v_1^2 = 0. \quad (107)$$

Уравнение (107) будет иметь решение (корни не будут мнимыми) при соблюдении следующего условия:

$$\frac{v_1^6}{4(v_1^3 - 2v_1^2 + 1)^2} + \frac{v_1^2}{v_1^3 - 2v_1^2 + 1} \geq 0.$$

После преобразований получим

$$v_1^4 + 4(v_1^3 - 2v_1^2 + 1) \geq 0.$$

Решив неравенство для случая  $v_1^4 + 4v_1^3 - 8v_1^2 + 4 = 0$ , найдем

$$v_1 \geq -0,6287083 \times.$$

Только при таких значениях  $v_1$  формула (107) имеет решение.

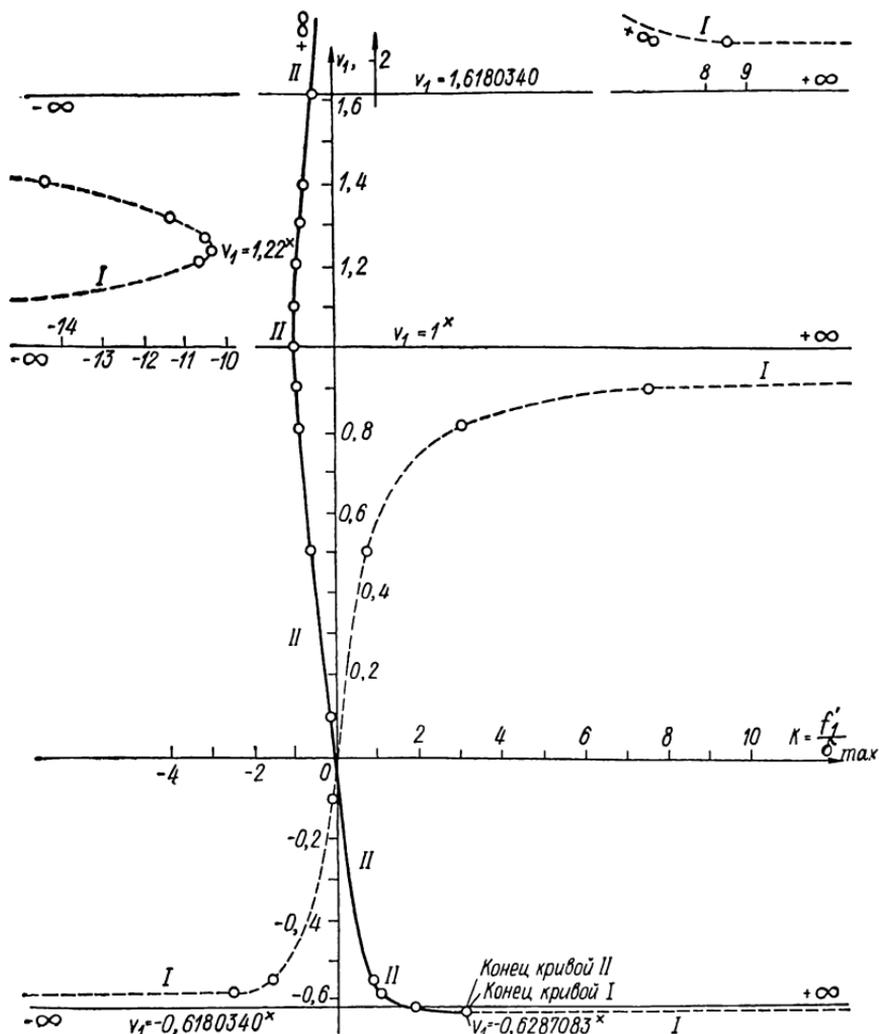


Рис. 20. Зависимость между фокусными расстояниями, увеличениями и максимальными подвижками компонентов в трехкомпонентной панкратической системе

Рассчитаем значения  $K = \frac{f_1'}{\delta_{\max}}$  в зависимости от  $v_1$  по формуле (107) в диапазоне изменений  $v_1$  от  $-0,6287083 \times$  до  $+\infty$  (табл. 6) и построим график этой зависимости (рис. 20). Для

$v_1 = \frac{1}{v_3}$ , крат	$K = \frac{f'_1}{\delta_{\max}}$ [формула (107)]		$v_1 = \frac{1}{v_3}$ , крат	$K = \frac{f'_1}{\delta_{\max}}$ [формула (107)]	
$+\infty$	1,00	0,00	0,70	1,74	-0,78
200	1,01	0,00	0,60	1,09	-0,66
100	1,03	-0,01	0,50	0,74	-0,54
30	1,10	-0,03	0,40	0,51	-0,42
16	1,20	-0,06	0,30	0,34	-0,31
8	1,45	-0,12	0,20	0,21	-0,20
4	2,16	-0,22	0,10	0,10	-0,10
3	3,00	-0,30	0,00	0,00	0,00
2,50	4,15	-0,36	-0,10	-0,10	0,10
2,20	5,83	-0,42	-0,20	-0,21	0,20
2,10	6,87	-0,44	-0,30	-0,35	0,32
2,00	8,47	-0,47	-0,40	-0,56	0,46
1,90	11,20	-0,50	-0,50	-1,00	0,67
1,80	17,10	-0,54	-0,55	-1,57	0,84
1,70	37,50	-0,59	-0,56	-1,78	0,89
1,618034	$\pm\infty$	-0,61	-0,57	-2,07	0,95
1,60	-170	-0,62	-0,58	-2,49	1,02
1,50	-26,30	-0,68	-0,59	-3,19	1,11
1,40	-14,80	-0,75	-0,60	-4,59	1,22
1,30	-11,20	-0,83	-0,61	-9,26	1,39
1,25	-10,84	-0,86	-0,6110	-10,4	1,41
1,24	-10,44	-0,87	-0,6120	-12,0	1,44
1,23	-10,40	-0,88	-0,6130	-14,2	1,46
1,22	-10,39	-0,89	-0,6140	-17,4	1,49
1,21	-10,41	-0,90	-0,6150	-22,7	1,51
1,20	-10,46	-0,91	-0,6160	-33,4	1,55
1,10	-13,90	-0,97	-0,6170	-64	1,58
1,05	-23,40	-0,99	-0,6180	-1817	1,62
1,01	-103,00	-1,00	-0,618034	$\mp\infty$	1,62
1,00	$\mp\infty$	-1,00	-0,6185	392	1,62
0,99	97,00	-1,00	-0,6190	66	1,65
0,95	17,40	-1,00	-0,6200	31,7	1,70
0,90	7,60	-0,97	-0,6210	20,5	1,75
0,80	3,10	-0,89	-0,6220	14,9	1,80

$v_1 = \frac{1}{v_2}$ , крат	$K = \frac{f'_1}{\delta_{\max}}$ [формула (107)]		$v_1 = \frac{1}{v_2}$ , крат	$K = \frac{f'_1}{\delta_{\max}}$ [формула (107)]	
-0,6230	11,5	1,86	-0,6270	5,23	2,29
-0,6240	9,24	1,93	-0,6280	4,25	2,54
-0,6250	7,59	2,02	-0,6285	3,68	2,80
-0,6260	6,30	2,14	-0,6287083	3,18	3,18

каждого увеличения  $v_1$  величина  $K$  принимает два значения, поэтому в таблице даны два столбца значений  $K$ , а на рисунке имеются две кривые *I* и *II*. Условимся системы, в которых подвижные (первая и третья) линзы положительные, называть системами типа А, а системы, в которых подвижные линзы отрицательные, — системами типа Б.

На графике видно, что системы могут существовать при  $v_1 \geq -0,6287083 \times$ . В трех точках один из корней уравнения (107) достигает бесконечности и происходит разрыв непрерывности. Значения  $v_1$  для этих точек можно получить, приравняв нулю коэффициент при  $K^2$  в формуле (107):

$$v_1^3 - 2v_1^2 + 1 = 0.$$

Левую часть уравнения можно разложить на два множителя:

$$(v_1 - 1)(v_1^2 - v_1 - 1) = 0.$$

Приравняв каждый из множителей нулю, получаем три значения для  $v_1$  ( $v_1^I$ ,  $v_1^{II}$ ,  $v_1^{III}$ ):

$$v_1 - 1 = 0; \quad v_1^I = 1 \times;$$

$$v_1^2 - v_1 - 1 = 0; \quad v_1 = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{5}; \quad v_1^{II} = -0,6180340 \times;$$

$$v_1^{III} = 1,6180340 \times.$$

В области от  $v_1 = -0,6287083 \times$  до  $v_1 = -0,6180340 \times$  коэффициент  $K$  имеет только положительные значения, поэтому подвижные линзы могут быть только положительными, т. е. могут

иметь место только системы типа А. В области от  $v_1 = -0,6180340 \times$  до  $v_1 = 1 \times$  могут иметь место системы обоих типов. В промежутке между  $v_1 = 1 \times$  и  $v_1 = 1,6180340 \times$  могут быть только системы типа Б и в области от  $v_1 = 1,6180340 \times$  до  $v_1 = +\infty$  — снова системы обоих типов. В точке  $v_1 = 0$  системы «вырождаются»:  $K = 0$ . При  $v_1 = +\infty$  коэффициент  $K$  принимает два значения: 0 и 1.

Из формулы (107) при  $v_1 \rightarrow \infty$  получаем, что коэффициент при  $K^2$  стремится к  $v_1^3$ :

$$(v_1^3 - 2v_1^2 + 1) \rightarrow v_1^3, \text{ а } (v_1^3 K^2 - v_1^3 K - v_1^2) \rightarrow v_1^3 (K^2 - K).$$

В пределе имеем  $K^2 - K = 0$ , откуда  $K = 0$  и  $K = 1$ .

Справа от оси ординат лежат системы типа А, слева — системы типа Б. При  $v_1 < 0$  плоскость предметов и плоскость изображений у систем А действительные, а у систем Б — мнимые, при  $v_1 > 0$  — наоборот.

**Расчет системы типа А с действительными плоскостями предметов и изображений.** Пусть  $v_1 = -0,62871 \times$  и  $\delta_{\max} = 15$  мм. Тогда (см. табл. 6)  $f'_1 = 3,19 \delta_{\max} = 47,8$  мм. Зная  $f'_1$ ,  $v_1$  и  $\delta_{\max}$ , можно определить длину системы  $L$  и убедиться в ее пригодности. При этом должно быть выдержано следующее условие (см. рис. 19):

$$L > -b_1 + 2\delta_{\max} + b'_3.$$

Согласно формулам (25) и (26), имеем:

$$b_1 = f'_1 \frac{1 - v_1}{v_1};$$

$$b'_3 = f'_3 (1 - v_3) = f'_1 \frac{v_1 - 1}{v_1}.$$

Тогда

$$L > 2 \left( f'_1 \frac{v_1 - 1}{v_1} + \delta_{\max} \right).$$

Подставив числовые значения, получим  $L > 278$  мм.

Теперь находим  $f'_2$  из формулы (106), положив  $\delta = \delta_{\max} = 15$  мм:

$$f'_2 = -31,42 \text{ мм.}$$

**Кратность системы переменного увеличения.** Рассмотрим ожидаемую кратность системы (отношение значений двух крайних увеличений).

Увеличение всей системы в любой точке равно произведению увеличений трех компонентов системы:

$$v^H = v_1^H v_2^H v_3^H.$$

Согласно формуле (42),

$$v_1^H = \frac{f'_1 v_1}{f'_1 - v_1 \delta}.$$

По формуле (96)

$$v_2^H = -\frac{f'_2}{f'_2 - \Delta'_1}.$$

В соответствии с выводом формулы (46)

$$v_3^H = \frac{f'_3 v_3 + \delta}{f'_3} = \frac{f'_1 + v_1 \delta}{f'_1 v_1}.$$

Преобразуем формулы увеличений отдельных компонентов, учитывая, что  $f'_1 = K \delta_{\max}$  (см. табл. 6 и рис. 20).

Так как нас интересуют только крайние значения увеличений, то вместо  $\delta$  подставим  $\delta_{\max}$  и  $\delta_{\min}$  или  $\pm \delta_{\max}$ .

Подставив  $f'_1 = K \delta_{\max}$  в формулу (91), получим

$$\Delta'_{1 \text{ кр}} = \left(1 - \frac{K \delta_{\max} v_1^2}{K \delta_{\max} \mp v_1 \delta_{\max}}\right) (\pm \delta_{\max}) = \pm \left(1 - \frac{K v_1^2}{K \mp v_1}\right) \delta_{\max}.$$

Подставив  $f'_1 = K \delta_{\max}$  в формулу (101) и обозначив  $\frac{(1 - v_1^2)^2}{2v_1^3} = M$ , найдем

$$f'_2 = MK \delta_{\max} - \frac{\delta_{\max}}{2Kv_1} = \left(MK - \frac{1}{2Kv_1}\right) \delta_{\max}.$$

Подставив соответствующие данные в формулы увеличений отдельных компонентов, получим следующие формулы для крайних значений увеличений:

$$v_{1 \text{ кр}} = \frac{K \delta_{\max} v_1}{K \delta_{\max} \mp v_1 \delta_{\max}} = \frac{K v_1}{K \mp v_1}; \quad (108)$$

$$\begin{aligned} v_{2 \text{ кр}} &= \frac{\left(MK - \frac{1}{2Kv_1}\right) \delta_{\max}}{\left(MK - \frac{1}{2Kv_1}\right) \delta_{\max} \mp \left(1 - \frac{K v_1^2}{K \mp v_1}\right) \delta_{\max}} = \\ &= \frac{1}{\pm \frac{1 - \frac{K v_1^2}{K \mp v_1}}{MK - \frac{1}{2Kv_1}} - 1}; \quad (109) \end{aligned}$$

$$v_{3 \text{ кр}} = \frac{K\delta_{\text{max}} \pm v_1\delta_{\text{max}}}{K\delta_{\text{max}}v_1} = \frac{K \pm v_1}{Kv_1}. \quad (110)$$

Крайние увеличения всей системы равны произведению крайних увеличений всех трех компонентов:

$$v_{\text{кр}} = v_{1 \text{ кр}}v_{2 \text{ кр}}v_{3 \text{ кр}} = \frac{K \pm v_1}{(K \mp v_1) \left( \pm \frac{1 - \frac{Kv_1^2}{K \mp v_1}}{MK - \frac{1}{2Kv_1}} - 1 \right)}.$$

Крайние увеличения при движении линз в положительном и отрицательном направлениях выражаются:

$$v_{\text{кр}+} = \frac{K + v_1}{(K - v_1) \left( \frac{1 - \frac{Kv_1^2}{K - v_1}}{MK - \frac{1}{2Kv_1}} - 1 \right)};$$

$$v_{\text{кр}-} = \frac{K - v_1}{(K + v_1) \left( \frac{\frac{Kv_1^2}{K + v_1} - 1}{MK - \frac{1}{2Kv_1}} - 1 \right)}.$$

Путем деления двух последних формул друг на друга получаем кратность

$$\vec{P} = \frac{v_{\text{кр}+}}{v_{\text{кр}-}} = \left( \frac{K + v_1}{K - v_1} \right)^2 \frac{\frac{Kv_1^2}{K + v_1} - 1 - MK + \frac{1}{2Kv_1}}{1 - \frac{Kv_1^2}{K - v_1} - MK + \frac{1}{2Kv_1}}. \quad (111)$$

Подставив в формулу (111) из табл. 6  $v_1 = -0,629\times$ ,  $K = 3,19$  и рассчитав  $M = \frac{(1 - v_1^2)^2}{2v_1^3} = -0,736$ , получим для рассматриваемого примера

$$\vec{P} = \frac{1,591}{2,22 \cdot 2,769} = \frac{1}{3,86}.$$

**Следствие из формулы кратности.** Из формулы (111) и предшествующих ей формул видно, что кратность  $P$ , а также крайние увеличения каждого компонента  $v_{1\text{кр}}$ ,  $v_{2\text{кр}}$ ,  $v_{3\text{кр}}$  и всей системы  $v_{\text{кр}}$  зависят от увеличения первой (третьей) линзы в исходном по-

ложении  $v_1$  и соответствующих данному увеличению коэффициентов  $K$  и  $M$  и не зависят от максимальной подвижки  $\delta_{\max}$  и связанных с ней фокусных расстояний  $f'_1$  ( $f'_3$ ) и  $f'_2$ . Это означает, что при данном увеличении  $v_1$  ( $K$ ,  $M$ ) кратность  $P$  постоянна и, не влияя на нее, можно варьировать значение  $\delta_{\max}$  ( $f'_1$ ,  $f'_2$ ).

Из формулы (111) также видно, что в пределах выбранного увеличения  $v_1$  при большом коэффициенте  $K$  кратность ближе к единице (например, при  $K = 10$ ,  $P = 1,5$ ), а все крайние увеличения ближе к исходным; при меньшем коэффициенте  $K$  — наоборот, т. е. для получения большего эффекта подходит меньшее  $K$ .

**Расчет данных трехкомпонентной панкратической системы.** Итак, расчет панкратической системы с подвижкой двух жестко связанных линз производится по следующей методике: выбираются тип системы (А или Б) и характер плоскостей предметов и изображений (действительные или мнимые); из табл. 6 и графика на рис. 20 выбираются рациональное увеличение  $v_1$  и связанный с ним коэффициент  $K$ ; рассчитываются коэффициент  $M = \frac{(1 - v_1^2)^2}{2v_1^3}$  и по формуле (111) кратность  $P$ , затем по заданному

$\delta_{\max}$  определяются фокусные расстояния  $f'_1 = K\delta_{\max}$  и по формуле (101)  $f'_2$ . На этом заканчивается расчет основных данных системы. Однако это еще не все, поскольку не рассчитаны присущие этим системам остаточные дефокусировки, не исключаемые юстировкой.

**Формулы остаточных расфокусировок.** Вернемся к формулам (104) и (105). Первая определяет график расфокусировок для любых точек у промежуточной плоскости изображений перед третьей линзой, вторая — максимальную расфокусировку в зональной точке у той же плоскости. Но в конечном итоге необходимо знать расфокусировки у плоскости изображений всей системы.

Обозначим последние через  $\nabla\Delta'$ . Для определения  $\nabla\Delta'$ , согласно формуле продольного увеличения (30), необходимо умножить  $\nabla\Delta'_2$  [формула (104)] на квадрат увеличения третьей линзы

$$v_3^{H^2} = \left( \frac{f'_1 + v_1\delta}{f'_1 v_1} \right)^2.$$

Умножим правую часть формулы (104) на  $v_3^{H^2}$ :

$$\nabla\Delta' = \left( \frac{\Delta'_1}{f'_2 - \Delta'_1} \right)^2 \frac{\delta_{\max}^2 - \delta^2}{2f'_1 v_1} \left( \frac{f'_1 + v_1\delta}{f'_1 v_1} \right)^2.$$

Выразим  $f'_1$  и  $f'_2$  через  $K$ ,  $M$ ,  $\delta_{\max}$ , а также  $\Delta'_1$  в соответствии с формулой (91):

$$f'_1 = K\delta_{\max};$$

$$f_2' = \left( MK - \frac{1}{2Kv_1} \right) \delta_{\max};$$

$$\Delta_1' = \left( 1 - \frac{K\delta_{\max}v_1^2}{K\delta_{\max} - v_1\delta} \right) \delta.$$

После подстановки и соответствующих преобразований найдем

$$\nabla\Delta' = \frac{1}{2} \left[ \frac{K\delta_{\max} + v_1\delta}{\left( MK - \frac{1}{2Kv_1} \right) \delta_{\max} - 1} \frac{K\delta_{\max}v_1^2}{\left( 1 - \frac{K\delta_{\max}v_1^2}{K\delta_{\max} - v_1\delta} \right) \delta} \right] \frac{\delta_{\max}^2 - \delta^2}{(K\delta_{\max} - v_1)^3}. \quad (112)$$

По формуле (112) можно рассчитать величины расфокусировок, зная  $v_1$ ,  $K$ ,  $M$  (табл. 6) и задавшись величиной  $\delta_{\max}$ .

Подставив в формулу (112)  $\delta = \pm \sqrt{0,5} \delta_{\max}$ , получим формулу для расчета максимальных расфокусировок

$$\nabla\Delta'_{\max} = \frac{1}{8(Kv_1)^3} \left[ \frac{K \pm \sqrt{0,5}v_1}{MK - \frac{1}{2Kv_1} \mp \sqrt{0,5}} \frac{1}{1 - \frac{Kv_1^2}{K \mp \sqrt{0,5}v_1}} \right]^2 \delta_{\max}^2. \quad (113)$$

**Следствие из формул остаточных расфокусировок.** Сравнение формул (111) и (113) позволяет сделать следующие выводы. Расфокусировка зависит от  $\delta_{\max}$ , а кратность в пределах данного увеличения  $v_1$  постоянна. Поэтому, выбрав определенное увеличение  $v_1$  ( $K$ ,  $M$ ) из условия получения нужной кратности, можно, варьируя  $\delta_{\max}$  ( $f_1$ ,  $f_2$ ), влиять на величину расфокусировки и добиваться оптимального ее значения, не нарушая заданную кратность. Так как в формуле (113) произведение  $Kv_1$  имеет нечетный показатель степени (три), то знак величины расфокусировки зависит от знака величин  $K$  и  $v_1$ . Но поскольку при данном  $v_1$  могут быть разнозначные  $K$ , а при данном  $K$  — разнозначные  $v_1$  (см. рис. 20), то могут быть системы с положительными и отрицательными расфокусировками, и тогда появляется возможность взаимной их компенсации.

**Графики остаточных расфокусировок.** Для рассматриваемого примера ( $v_1 = -0,629\times$ ,  $K = 3,19$ ,  $M = -0,736$ ) получаем из

формулы (113) следующие значения:

$$\nabla\Delta'_{\max+} = -\frac{1}{65} \left( \frac{2,74}{3,92} \right)^2 \delta_{\max} = -0,0075\delta_{\max};$$

$$\nabla\Delta'_{\max-} = -\frac{1}{65} \left( \frac{3,63}{3,15} \right)^2 \delta_{\max} = -0,0203\delta_{\max}.$$

При  $\delta_{\max} = 15$  мм  $\nabla\Delta'_{\max+} = -0,112$  мм;  $\nabla\Delta'_{\max-} = -0,305$  мм.

ТАБЛИЦА 7

$\delta$ , мм	$\nabla\Delta'$ , мм
15	0,000
$15\sqrt{0,5}$	-0,112
5	-0,058
2	-0,012
0	0,000
-2	-0,016
-5	-0,094
$-15\sqrt{0,5}$	-0,305
15	0,000

Рассчитаем таблицу расфокусировок этой конкретной системы (табл. 7) по точкам и построим график (рис. 21) согласно формуле (112).

Смещением плоскости изображения можно располовинить ошибку.

Оценка остаточных расфокусировок может быть дана в каждом отдельном случае с учетом апертурных углов и эксплуатационных требований к системе с точки зрения разрешающей способности. Заметим, кстати, что при корректировке aberrаций системы можно в какой-то мере влиять на остаточные расфокусировки.

Для подтверждения справедливости полученных результатов рассчитаем  $\Delta'_2$  по формулам (93) и (94) и, умножив разность на квадрат увеличения третьей линзы, получим  $\nabla\Delta'$ . Одновременно рассчитаем увеличения отдельных компонентов и всей системы по точкам (табл. 8). Расчет производится для системы со следующими данными:  $v_2 = -1\times$ ;  $f'_1 = f'_3 = 47,8$  мм;  $v_1 = \frac{1}{v_3} = 0,62871\times$ ;  $f'_2 = -31,42$  мм.

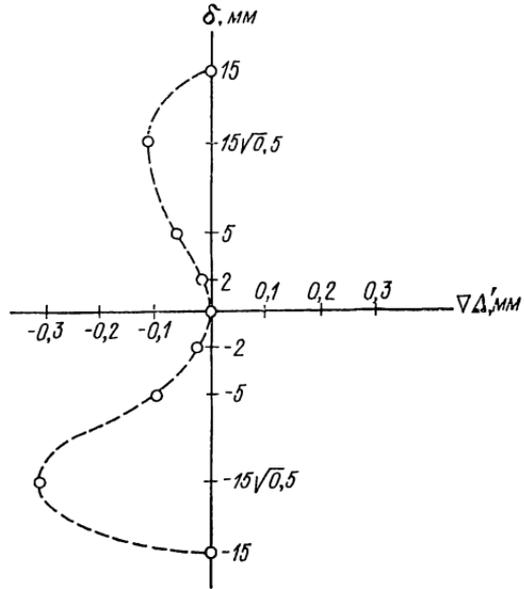


Рис. 21. График отрицательных остаточных расфокусировок трехкомпонентных панкратических систем

$\delta_1 = \delta_3 = \delta$ , мм	$\Delta'_1$ , мм	$v_2^H$ , крат	$\Delta'_2(93)$ , мм	$\Delta'_2(94)$ , мм	$v_1^H$ , крат	$v_3^H$ , крат	$v^H$ , крат	$\nabla \Delta' = \left[ \begin{array}{l} \Delta'_2(93) - \\ -\Delta'_2(94) \end{array} \right] v_3^{H^2}$ , мм
15,0	10,048	-0,758	7,613	7,613	-0,525	-1,276	-0,508	0,000
10,5	6,853	-0,821	5,626	5,684	-0,552	-1,371	-0,621	-0,110
5,0	3,146	-0,909	2,860	2,884	-0,590	-1,486	-0,796	-0,057
2,0	1,230	-0,962	1,184	1,188	-0,611	-1,551	-0,912	-0,010
0,0	0,000	-1,000	0,000	0,000	-0,629	-1,591	-1,000	0,000
-2,0	-1,188	-1,039	-1,235	-1,230	-0,645	-1,635	-1,095	-0,013
-5,0	-2,884	-1,101	-3,176	-3,146	-0,673	-1,695	-1,256	-0,086
-10,5	-5,684	-1,221	-6,940	-6,853	-0,729	-1,810	-1,611	-0,285
-15,0	-7,613	-1,320	-10,048	-10,048	-0,783	-1,904	-1,967	-0,000

Между расфокусировками, рассчитанными по формулам (112) и (113) (табл. 7), и их точными значениями (табл. 8) сходимость весьма близкая, т. е. формулы (112) и (113) достаточно точны. Разумеется, кратность  $\vec{P} = \frac{1,967}{0,508} = 3,86$  точно совпадает с результатом, полученным по формуле (111).

**Расчет системы типа Б с мнимыми плоскостями предметов и изображений.** Из табл. 6 принимаем  $v_1 = -0,58\times$ ; при этом

ТАБЛИЦА 9

$\delta$ , мм	$\nabla\Delta'$ , мм
10	0,000
$10\sqrt{0,5}$	0,295
5	0,196
2	0,035
0	0,000
-2	0,028
-5	0,092
$-10\sqrt{0,5}$	0,102
-10	0,000

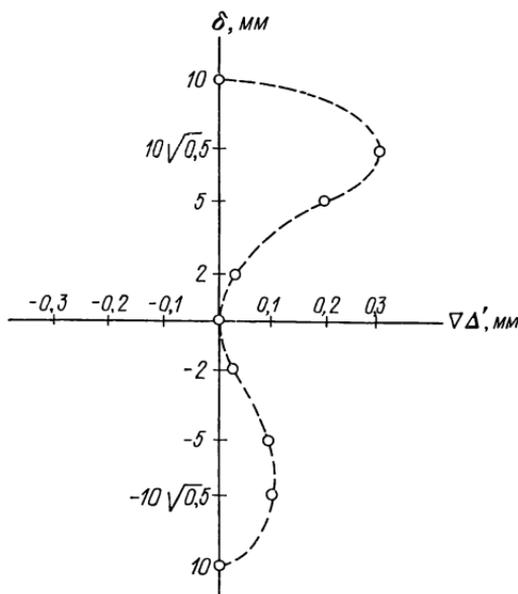


Рис. 22. График положительных остаточных расфокусировок трехкомпонентных панкратических систем

$f'_1 = -2,496_{\max}$ . Пусть  $\delta_{\max} = 10$  мм; тогда  $f'_1 = -24,9$  мм. Из формулы (101) получаем  $f'_2 = 24,64$  мм.

Рассчитаем кратность по формуле (111) ( $v_1 = -0,58\times$ ;  $K = -2,49$ ;  $M = -1,13$ ):

$$\vec{P} = \frac{3,19}{0,388 \cdot 1,91} = \frac{1}{0,232} = 4,31.$$

Рассчитаем максимальные расфокусировки по формуле (113):

$$\nabla\Delta'_{\max+} = \frac{1}{24,2} \left( \frac{2,90}{3,42} \right)^2 \delta_{\max} = 0,0295\delta_{\max};$$

$$\nabla\Delta'_{\max-} = \frac{1}{24,2} \left( \frac{2,08}{4,19} \right)^2 \delta_{\max} = 0,0102\delta_{\max}.$$

Теперь рассчитаем таблицу расфокусировок этой системы (табл. 9) по формуле (112) и построим график (рис. 22).

Составим и для системы Б таблицу точных значений расфокусировок, рассчитанных по формулам (93) и (94), а также

$\delta_1 = \delta_3 = \delta$ , мм	$\Delta'_1$ , мм	$v_2^H$ , крат	$\Delta'_2(93)$ , мм	$\Delta'_2(94)$ , мм	$v_1^H$ , крат	$v_3^H$ , крат	$v^H$ , крат	$\nabla\Delta' = \left[ \begin{array}{c} \Delta'_2(93) - \\ -\Delta'_2(94) \end{array} \right] v_3^{H^2}$ , мм
10,0	5,614	-1,295	7,271	7,271	-0,756	-2,126	-2,082	0,000
7,1	4,240	-1,208	5,121	5,051	-0,695	-2,009	-1,686	0,281
5,0	3,096	-1,144	3,541	3,493	-0,656	-1,925	-1,444	0,178
2,0	1,294	-1,055	1,366	1,357	-0,608	-1,804	-1,158	0,029
0,0	0,000	-1,000	0,000	0,000	-0,580	-1,724	-1,000	0,000
-2,0	-1,357	-0,948	-1,286	-1,294	-0,554	-1,644	-0,863	0,022
-5,0	-3,493	-0,876	-3,059	-3,096	-0,519	-1,523	-0,692	0,086
-7,1	-5,051	-0,830	-4,192	-4,240	-0,498	-1,440	-0,595	0,100
-10,0	-7,271	-0,772	-5,614	-5,614	-0,470	-1,322	-0,480	0,000

увеличений отдельных компонентов и всей системы (табл. 10). Расчет производится для системы со следующими данными:  $v_2 = -1\times$ ;  $f'_1 = f'_3 = -24,9$  мм;  $v_1 = \frac{1}{v_3} = -0,58\times$ ;  $f'_2 = 24,64$  мм.

Сравнение данных табл. 9 и 10 подтверждает еще раз близость расфокусировок и достаточную точность формул (112) и (113).

И здесь кратность  $\vec{P} = \frac{2,082}{0,480} = \frac{1}{0,232} = 4,31$  совпадает с результатом формулы (111), поскольку эта формула — точная.

Сопоставление данных табл. 8 и 10 подтверждает справедливость сделанного из формулы (113) вывода, что можно рассчитать системы с разнозначными остаточными расфокусировками и, осуществляя компенсацию, получить панкратические системы без расфокусировок.

Однако следует констатировать, что трехкомпонентные панкратические системы, в которых две линзы перемещаются в одну сторону с одинаковой скоростью, могут существовать только с неизбежными остаточными расфокусировками.

## 16. Сложная панкратическая система с пропорциональными перемещениями групп компонентов

**Системы с устраненными остаточными расфокусировками.** Важной задачей является создание оптических панкратических систем с пропорциональными подвижками, свободных от остаточных дефокусировок. Дефокусировки оказывают худшее влияние на структуру изображения, чем аберрации. Разрешающая способность оптических систем больше страдает от дефокусировок, чем от аберраций, поскольку распределение энергии в пятне дефокусировок равномерно, а в пятне аберраций неравномерно и прогрессивно падает от середины к периферии. Следовательно, при данной апертуре допустима продольная дефокусировка, меньшая по величине, чем допустимая продольная аберрация. Большой вред расфокусировок по сравнению с аберрациями особенно проявляется при уменьшении апертуры: в этом случае пятно расфокусировки уменьшается по первой степени, а пятно аберраций (3-х порядков) по третьей степени. Иначе говоря, вредное влияние аберраций падает быстро, а расфокусировок — медленно. Борьба с расфокусировками не менее важна, чем борьба с аберрациями.

В результате изучения трехкомпонентных систем с подвижками двух жестко связанных компонентов установлено, что такие системы имеют ограниченную кратность благодаря неизбежным остаточным расфокусировкам; доказано, что остаточные расфокусировки в разных вариантах систем могут быть разных знаков. Рассчитаны данные таких систем (табл. 11) для всего диапазона изменений увеличения от  $v_1 = +\infty$  до  $v_1 = -0,6287083$  (см. табл. 6).

$v_1$ , крат	$M = \frac{(1 - v_1^2)^2}{2v_1^3}$	$K = \frac{f_1'}{\delta_{\max}}$ [формула (107) и табл. 6]	$\vec{P}$ , крат [формула (111)]	$\frac{\nabla \Delta'_{\max}}{\delta_{\max}} \pm$ [формула (113)]	$v_{\text{зон}} \pm$ , крат [формула (116)]	$\frac{f_2'}{\delta_{\max}} = KM - \frac{1}{2Kv_1}$			
$+\infty$	$+\infty$	1	0	1	$+\infty$			$+\infty$	0,00
8	3,88	<b>1,45</b>	-0,12	<b>1/1,47</b>				<b>5,60</b>	0,15
4	1,76	<b>2,16</b>	-0,22	<b>1/1,61</b>				<b>3,70</b>	0,18
2,692	1	<b>3,54</b>	-0,33	<b>1/1,61</b>	$\sim 50$			<b>3,49</b>	0,23
2,7	1,005	<b>3,56</b>	-0,33	<b>1/1,62</b>		<b>0,0048</b>	<b>-0,83</b>	<b>3,51</b>	0,23
						<b>0,0071</b>	<b>-1,21</b>		
2,5	0,885	<b>4,15</b>	-0,36	<b>1/1,55</b>	$\sim 40$			<b>3,62</b>	0,24
2	0,562	<b>8,47</b>	-0,47	<b>1/1,37</b>	$\sim 30$			<b>4,72</b>	0,27
1,618034	0,309	$\pm \infty$	-0,61	<b>1</b>	$\sim 20$	<b>0,0000</b>			0,31
						<b>0,0000</b>			
1,4	0,167	-14,8	-0,75	<b>1,47</b>	$\sim 10$			<b>-2,47</b>	0,36
1,3	0,108	-11,2	-0,83	<b>1,95</b>		<b>-0,0022</b>		<b>-1,18</b>	0,37
						<b>-0,0012</b>			
1,25	0,0805	-10,8	-0,86	<b>2,26</b>		<b>-0,0035</b>		<b>-0,84</b>	0,40
						<b>-0,0019</b>			
1,22	0,066	-10,4	-0,89	<b>2,58</b>	$\sim 4,5$	<b>-0,0052</b>	<b>-1,42</b>	<b>-0,65</b>	0,40
						<b>-0,0026</b>	<b>-0,71</b>		
1,2	0,056	-10,5	-0,91	<b>2,87</b>	$\sim 3,5$	<b>-0,0064</b>	<b>-1,48</b>	<b>-0,55</b>	0,41
						<b>-0,0029</b>	<b>-0,68</b>		
1,10	0,0166	-13,9	-0,97		$\sim 2$			<b>-0,11</b>	0,45

1,01	0,000194	-103	-1	~90	~1,3				-0,015	0,50
1,00	0	$\mp\infty$	-1		1				0,00	0,50
0,99	0,000206	97	-1	~90					0,015	0,50
0,90	0,0248	7,6	-0,97	~20	~1/2,2				0,12	0,55
0,80	0,127	3,1	-0,89	~40	~1/5,2				0,19	0,59
0,70	0,379	1,74	-0,78	~50					0,25	0,61
0,50	2,248	0,74	-0,54	~400	~1/100				0,31	0,64
0,20	57,6	0,212	-0,2033	~10 <sup>4</sup>					0,52	0,59
0,00	$\pm\infty$	0	0	$\infty$	0				0,60	0,50
-0,20	-57,6	-0,2149	0,2051	~4 · 10 <sup>3</sup>					0,74	0,37
-0,50	-2,248	-1	0,67						1,25	0,00
-0,55	-1,46	-1,57	0,84	9,1					1,70	-0,15
-0,57	-1,23	-2,07	0,95	5,5		0,058		-1,83	2,13	-0,20
						0,017		-0,54		
-0,58	-1,13	-2,49	1,02	4,31		0,0295		-1,69	2,46	-0,30
						0,0102		-0,60		
-0,59	-1,03	-3,19	1,11	3,20		0,0130		-1,51	3,02	-0,38
						0,0057		-0,66		
-0,600	-0,948	-4,59	1,22	2,53					4,19	-0,48
-0,605	-0,906	-6,04	1,30	1,88					5,33	-0,54
-0,610	-0,868	-9,26	1,39	1,70					7,96	-0,62
-0,611	-0,860	-10,4	1,41						8,86	-0,63
-0,612	-0,853	-12,0	1,44	1,44		0,00019		-1,12	10,2	-0,66
						0,00015		-0,88		
-0,613	-0,846	-14,2	1,46	1,32					12,0	-0,68

$v_1$ , крат	$M = \frac{(1 - v_1^2)^2}{2v_1^3}$	$K = \frac{f'_1}{\delta_{\max}}$ [формула (107) и табл. 6]		$\vec{P}$ , крат [формула (111)]		$\frac{\nabla \Delta'_{\max}}{\delta_{\max}} \pm$ [формула (113)]		$v_{\text{зон}} \pm$ , крат [формула (116)]		$\frac{f'_2}{\delta_{\max}} = KM - \frac{1}{2Kv_1}$	
-0,614	-0,838	-17,4	1,49	1,25						14,5	-0,70
-0,615	-0,831	-22,7	1,51	1,19						18,8	-0,72
-0,616	-0,824	-33,4	1,55	1,12	1/21,3					27,5	-0,75
-0,617	-0,816	-64,4	1,58	1,06	1/19,3					52,4	-0,78
-0,618	-0,809	-1817	1,62	1,003	1/17,9					1470	-0,81
-0,6180340	-0,809	$\pm\infty$	1,62	1,00	1/17,9	0,0000				$\pm\infty$	-0,81
-0,6185	-0,807	392	1,62	1/1,01	1/17,9	$-5 \cdot 10^{-9}$				-316	-0,81
						$-5 \cdot 10^{-9}$					
-0,619	-0,802	66	1,65	1/1,05	1/17	$-8 \cdot 10^{-7}$				-52,8	-0,83
						$-8 \cdot 10^{-7}$					
-0,620	-0,795	31,7	1,70	1/1,13	1/15,4	-0,0000093	-0,044			-25,2	-0,88
						-0,00001	-0,394				
-0,621	-0,788	20,5	1,75	1/1,22	1/13,9	-0,000034	-0,041			-16,1	-0,92
						-0,00004	-0,323				
-0,622	-0,781	14,9	1,80	1/1,31	1/12,9	-0,00009	-0,037			-11,60	-0,96
						-0,0001	-0,285				
-0,623	-0,774	11,5	1,86	1/1,43	1/11,7	-0,00019	-0,034	-0,41		-8,83	-1,01

						-0,00027	-0,241		-2,46		
-0,624	-0,767	9,24	1,93	1/1,55	1/10,7	-0,00034	-0,031	-0,82		-7,00	-1,06
						-0,00050	-0,198	-1,21			
-0,625	-0,760	7,59	2,02	1/1,72	1/9,4	-0,00064	-0,027			-5,65	-1,14
						-0,00094	-0,152				
-0,626	-0,754	6,30	2,14	1/1,43	1/8,2	-0,0011	-0,023		-0,47	-4,62	-1,24
						-0,0017	-0,116		-2,14		
-0,627	-0,747	5,23	2,29	1/2,21	1/7,0	-0,0019	-0,019			-3,76	-1,36
						-0,0032	-0,082				
-0,628	-0,740	4,25	2,54	1/2,71	1/5,67	-0,0033	-0,014			-2,96	-1,57
						-0,0068	-0,050				
-0,6284	-0,737	3,80		1/3,09		-0,0045				-2,59	
						-0,0098					
-0,6285	-0,737	3,68	2,80	1/3,19	1/4,75	-0,0050	-0,012			-2,50	-1,78
						-0,011	-0,034				
-0,6287083	-0,736	3,18	3,18	1/3,86	1/3,86	-0,0074	-0,0074	-0,62	-0,62	-2,09	-2,09
						-0,0192	-0,0192	-1,61	-1,61		

Для каждого  $v_1$  рассчитаны: промежуточная величина  $M$ ; два значения коэффициента  $K$  [два корня уравнения (107)], равного отношению фокусного расстояния первой и третьей линз к их максимальной подвижке; кратность  $\vec{P}$  — отношение двух увеличений всей системы при крайнем правом и крайнем левом положениях подвижных линз ( $\vec{P}$  имеет два значения соответственно коэффициенту  $K$ ); отношение максимальной расфокусировки к максимальной подвижке  $\frac{\nabla\Delta'_{\max}}{\delta_{\max}} \pm$  (четыре значения по два для каждого  $K$ ); увеличения в зональных точках  $v_{\text{зон}\pm}$  (четыре значения) и отношение фокусного расстояния второй линзы к максимальной подвижке первой и третьей линз  $\frac{f'_2}{\delta_{\max}}$ .

Обращаем внимание на следующую зависимость:

$$\frac{\nabla\Delta'_{\max+}}{\nabla\Delta'_{\max-}} = v_{\text{зон}+}^2 = \frac{1}{v_{\text{зон}-}^2}.$$

Не все строки таблицы заполнены. Однако данные для любой строки легко рассчитать по формулам (111), (113), (116).

Цифровые значения величин, выделенные полужирным шрифтом, предпочтительны на практике. Панкратические системы в этих участках имеют не слишком малые фокусные расстояния  $f'_1$  и  $f'_2$ , не слишком большие и преимущественно не близкие к единице кратности  $\vec{P}$ ; остаточные расфокусировки  $\nabla\Delta'_{\max}$  не слишком велики; в основном пригодным оказывается первый коэффициент  $K$ , только при  $v_1 < -0,620$  могут оказаться полезными оба корня.

Таблицы рассчитаны для тонких линз. При линзах реальной толщины в большей или меньшей степени сократится кратность, но ход кривой остаточных расфокусировок (например, на рис. 21, 22) не изменится. Поэтому с целью упреждения можно задать несколько большую кратность, перейдя на другую строку таблицы.

Из табл. 11 наглядно видно, что трехкомпонентные системы могут иметь разнозначные остаточные расфокусировки. Следовательно, путем объединения двух (или нескольких) систем можно построить системы без расфокусировок. Таким образом, устранена одна из главных причин ограничения в достижении больших кратностей в системах с пропорциональными (или равными) подвижками компонентов. Система строится так, что одна часть ее повышает кратность другой и при этом одновременно происходит взаимная компенсация остаточных расфокусировок. Вместе с тем каждая часть системы имеет автономно сбалансированные остаточные расфокусировки, соответствующие формуле (113).

**Оптические схемы систем с устраненными остаточными расфокусировками.** Из табл. 11 видно, что по мере изменения увеличения остаточные расфокусировки периодически меняют знак.

Например, расфокусировки  $\nabla\Delta'_{\max}$  положительны от  $v_1 = \infty$  до  $v_1 = 1,6180340$ , далее до  $v_1 = 0$  они отрицательны, до  $v_1 = -0,6180340$  снова положительны и до  $v_1 = -0,6287083$  снова отрицательны.

Если учесть, что абсолютная величина остаточной дефокусировки зависит от максимальной подвижки  $\delta_{\max}$ , которая может

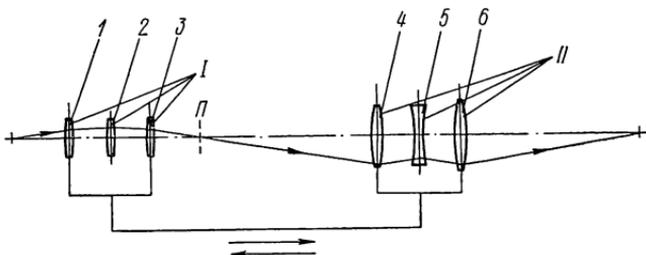


Рис. 23. Схема панкратической системы с пропорциональными подвижками компонентов и скорректированной остаточной расфокусировкой первого типа

варьироваться в широких пределах, то станет ясно, что систем с устраненными дефокусировками, состоящих из двух или нескольких трехкомпонентных систем, движущихся по пропорциональным или одинаковым законам, может быть бесчисленное множество.

Приведем схемы трех таких систем (рис. 23—25).

Система на рис. 23 состоит из двух трехкомпонентных систем I и II. Система I имеет увеличение  $v_1^I \approx 2,7\times$ , а система II —  $v_1^{II} \approx -0,628\times$ . Парно жестко связанные линзы 1, 3 и 4, 6 при работе «панкратики» перемещаются в одну сторону с пропорциональными или равными скоростями. Линзы 2, 5 — неподвижные. В этой системе прямое изображение предметов. В промежуточной плоскости II может быть поставлен коллектив для совмещения зрачков.

В системе на рис. 24 трехкомпонентные системы I и II имеют увеличения  $v_1^I \approx 1,3\times$  и  $v_1^{II} \approx -0,59$ . Пары линз 1, 3 и 5, 7 перемещаются в одну сторону с пропорциональными или равными скоростями. Неподвижная линза 4 переносит плоскость изображения линзы 3 в плоскость предметов линзы 5 и одновременно (при ее увеличении, не равном единице) участвует в устранении дефокусировок. Линзы 2 и 6 тоже неподвижны. Изображение всей системы обратное.

В системе на рис. 24 трехкомпонентные системы I и II имеют увеличения  $v_1^I \approx 1,3\times$  и  $v_1^{II} \approx -0,59$ . Пары линз 1, 3 и 5, 7 перемещаются в одну сторону с пропорциональными или равными скоростями. Неподвижная линза 4 переносит плоскость изображения линзы 3 в плоскость предметов линзы 5 и одновременно (при ее увеличении, не равном единице) участвует в устранении дефокусировок. Линзы 2 и 6 тоже неподвижны. Изображение всей системы обратное.

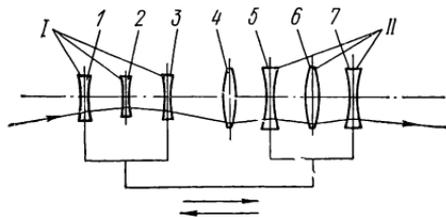


Рис. 24. Схема панкратической системы с пропорциональными подвижками компонентов и скорректированной остаточной расфокусировкой второго типа

Система на рис. 25 состоит, как и предыдущие, из двух трехкомпонентных систем *I* и *II* с увеличениями  $v_1^I \approx -0,63$  и  $v_1^{II} = -0,58$ . Для получения умножающейся кратности систем *I* и *II* пары линз 1, 3 и 4, 6 должны перемещаться в противоположные стороны. Линзы 2 и 5 — неподвижные. Изображение всей системы прямое.

Следует обратить внимание на то, что благодаря сбалансированности остаточных расфокусировок при работе систем *I* и *II* во всех схемах несоответствие скорости движения одной пары линз по отношению к другой может вызвать расфокусировку лишь

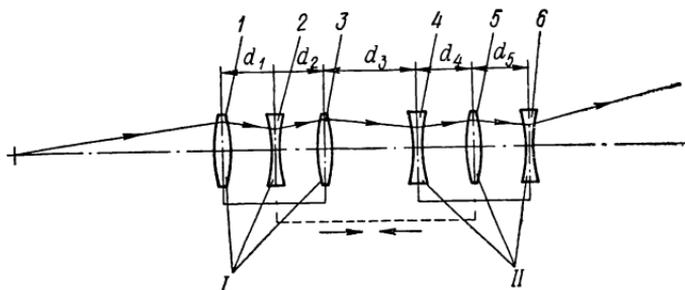


Рис. 25. Схема панкратической системы с пропорциональными подвижками компонентов и скорректированной остаточной расфокусировкой третьего типа

2-го порядка малости и ниже, поэтому практически безразлично, в одинаковые или разные стороны перемещаются пары и с пропорциональными или равными скоростями; к механизмам транспортировки во всех случаях не должны быть предъявлены сколь угодно серьезные точностные требования. Пары линз могут связываться между собой не точностными, а транспортирующими механизмами, например неточными резьбами (любого шага и знака) или пазовыми поводками; допускаются также мертвый ход и люфт. Таким образом, изготовление механизмов перемещения линз во всех описанных системах с устраненными расфокусировками является практически такой же простой задачей, как в том случае, когда коэффициент пропорциональности перемещения пар равен +1.

**Расчет систем с устраненными остаточными расфокусировками.** Максимальная расфокусировка систем переменного увеличения, состоящих из двух трехкомпонентных систем (рис. 23—25), рассчитывается по следующей формуле:

$$\nabla \Delta'_{\max} = \nabla \Delta'_{\max} v_{\text{зон}}^{II^2} + \nabla \Delta'_{\max}^{II}, \quad (114)$$

где  $\nabla \Delta'_{\max}^I$ ,  $\nabla \Delta'_{\max}^{II}$  — максимальная расфокусировка систем *I* и *II*;  $v_{\text{зон}}^{II}$  — увеличение в зональной точке системы *II*.

Из формулы (114) видно, что устранить расфокусировку всей системы можно, имея разнозначные расфокусировки в системах  $I$  и  $II$ .

Для систем, где обе пары линз перемещаются в одну сторону (рис. 23 и 24), применяется непосредственно формула (114). Но когда пары перемещаются навстречу (рис. 25), формула нуждается в следующей конкретизации:

$$\nabla \Delta'_{\max \pm} = \nabla \Delta'_{\max \pm} v_{\text{зон} \mp}^{I^2} + \nabla \Delta'_{\max \mp}^{II}. \quad (115)$$

Входящие в формулы (114) и (115) величины имеются в табл. 11. Для их расчета выше приведены формулы за исключением величины  $v_{\text{зон}}$ . Выведем формулу и для этой величины:

$$v_{\text{зон}} = v_{I\text{зон}} v_{2\text{зон}} v_{3\text{зон}}.$$

По аналогии с вышеприведенным выводом формулы крайнего увеличения получаем

$$v_{\text{зон}} = \frac{K \pm \sqrt{0,5} v_1}{(K \mp \sqrt{0,5} v_1) \left[ \pm \frac{\left( 1 - \frac{K v_1^2}{K \mp \sqrt{0,5} v_1} \right) \sqrt{0,5}}{MK - \frac{1}{2K v_1}} - 1 \right]}. \quad (116)$$

**Конкретные примеры расчета систем с устраненными остаточными расфокусировками.** Для расчета используем табл. 11. Анализируя ее данные, находим комбинацию двух (или нескольких) трехлинзовых систем, которые обеспечивают общую систему нужной кратности и без дефокусировок.

Для системы, приведенной на рис. 23, из табл. 11 выбираем систему  $I$  со следующими данными:

$$v_1^I = 2,7^\times; \quad \vec{P}^I = \frac{1^\times}{1,62}; \quad \frac{\nabla \Delta'_{\max}}{\delta_{\max}^I} \pm = \frac{0,0048}{0,0071}.$$

Приняв  $\delta_{\max}^I = 10$  мм, получаем  $\nabla \Delta'_{\max \pm} = \frac{0,048 \text{ мм}}{0,071 \text{ мм}}$ . Если принять максимальную подвижку линз системы  $II$  тоже равной 10 мм, то подходящей окажется система со следующими данными (см. табл. 11):

$$v_1^{II} = -0,6286^\times; \quad \vec{P}^{II} = \frac{1^\times}{3,55}; \quad \nabla \Delta'_{\max \pm} = \begin{matrix} -0,062 \text{ мм} \\ -0,151 \text{ мм} \end{matrix};$$

$$v_{\text{зон} \pm}^{II} = \begin{matrix} -0,62^\times \\ -1,6^\times \end{matrix}.$$

По формуле (114) получаем:

$$\nabla \Delta'_{\max+} = 0,048 (-0,62)^2 - 0,062 = -0,043 \text{ мм};$$

$$\nabla \Delta'_{\max-} = 0,071 (-1,6)^2 - 0,151 = +0,031 \text{ мм}.$$

Кратность всей системы равна

$$\vec{P} = \vec{P}^I \vec{P}^{II} = \frac{1}{1,62} \frac{1}{3,55} = \frac{1}{5,75} \times.$$

Итак, при кратности  $1/5,75$  остаточные дефокусировки равны  $-0,043$  и  $+0,031$  мм. Из табл. 11 видно, что в трехкомпонентной системе той же кратности при той же подвижке остаточная расфокусировка равна  $-0,55$  мм. Таким образом, системы с устраненными расфокусировками успешно решают поставленную перед ними задачу.

Для системы, приведенной на рис. 24, по табл. 11 находим систему I с  $v_1^I = 1,3$  и систему II с  $v_1^{II} = -0,585$ . Линза 4 должна иметь увеличение  $v_4 = -2,1 \times$ . Для систем с этими увеличениями имеем:

$$\vec{P}^I = 1,95 \times; \quad \frac{\nabla \Delta'_{\max}{}^{II}}{\delta_{\max}^I} \pm = \begin{matrix} -0,0022 \\ -0,0012 \end{matrix};$$

$$\vec{P}^{II} = 3,75 \times; \quad \frac{\nabla \Delta'_{\max}{}^{II}}{\delta_{\max}^{II}} \pm = \begin{matrix} 0,021 \\ 0,008 \end{matrix}; \quad v_{\text{зон}} \pm = \begin{matrix} -1,6 \times \\ -0,62 \times \end{matrix}.$$

Приняв  $\delta_{\max}^I = \delta_{\max}^{II} = 10$  мм, получаем:

$$\nabla \Delta'_{\max \pm}{}^I = \begin{matrix} -0,022 \text{ мм} \\ -0,012 \text{ мм} \end{matrix}; \quad \nabla \Delta'_{\max \pm}{}^{II} = \begin{matrix} 0,21 \text{ мм} \\ 0,08 \text{ мм} \end{matrix}.$$

Пользуясь формулой (114) и учитывая увеличение линзы 4, находим:

$$\nabla \Delta'_{\max+} = -0,022 (-2,1)^2 (-1,6)^2 + 0,21 = -0,04 \text{ мм};$$

$$\nabla \Delta'_{\max-} = -0,012 (-2,1)^2 (-0,62)^2 + 0,08 = +0,06 \text{ мм}.$$

Кратность всей системы равна

$$\vec{P} = \vec{P}^I \vec{P}^{II} = 1,95 \cdot 3,75 = 7,3 \times.$$

При кратности  $7,3$  остаточные дефокусировки составляют  $-0,04$  и  $+0,06$ , что в десятки раз меньше, чем в трехкомпонентной системе такой же кратности и такой же величины подвижки линз.

Для системы, приведенной на рис. 25, выбираем систему I со следующими данными (табл. 11):

$$v_1^I = -0,6284 \times; \quad \vec{P}^I = \frac{1}{3}; \quad \frac{\nabla \Delta'_{\max}{}^I}{\delta_{\max}^I} \pm = \begin{matrix} -0,0045 \\ -0,0098 \end{matrix}.$$

Приняв  $\delta_{\max}^I = 10$  мм, получаем  $\nabla\Delta'_{\max\pm} = \begin{matrix} -0,045 \text{ мм} \\ -0,098 \text{ мм} \end{matrix}$ .

Принимаем максимальную подвижку линз системы II тоже равной 10 мм; тогда подходит система II, имеющая следующие данные:

$$v_1^{II} = -0,58\times; \quad \vec{P}^{II} = \frac{1}{4,3} \times;$$

$$\nabla\Delta'_{\max\pm} = \begin{matrix} 0,295 \\ 0,102 \end{matrix};$$

$$v_{\text{зон}\pm}^{II} = \begin{matrix} -1,69\times \\ -0,6\times \end{matrix}.$$

Поскольку в системе на рис. 25 пары линз должны перемещаться

ТАБЛИЦА 12

$\delta^I = -\delta^{II}$ , мм	$\nabla\Delta'$ , мм
10	0,000
$10\sqrt{0,5}$	0,086
0	0,000
$-10\sqrt{0,5}$	0,010
-10	0,000

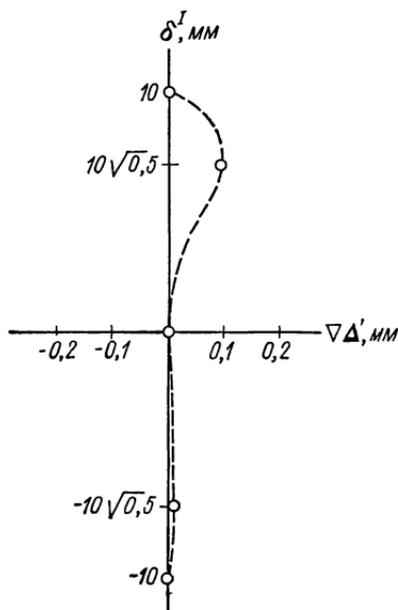


Рис. 26. График остаточных дефокусировок в коррегированной панкратической системе с пропорциональными подвижками компонентов

навстречу друг другу, то для расчета суммарных остаточных дефокусировок применяется формула (115):

$$\begin{aligned} \nabla\Delta'_{\max+} &= \nabla\Delta'_{\max+} v_{\text{зон-}}^{II^2} + \nabla\Delta'_{\max-} = \\ &= -0,045 (-0,6)^2 + 0,102 = 0,086 \text{ мм}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nabla\Delta'_{\max-} &= \nabla\Delta'_{\max-} v_{\text{зон+}}^{II^2} + \nabla\Delta'_{\max+} = \\ &= -0,098 (-1,69)^2 + 0,295 = 0,01 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Кратность всей системы равна

$$\vec{P} = \vec{P}^I \vec{P}^{II} = \frac{1}{3} \frac{1}{4,3} = \frac{1}{12,9} \times.$$

График остаточных дефокусировок последней системы (рис. 26) построен согласно табл. 12. Из рисунка видно, что за исключением некоторого участка зоны малых увеличений дефокусировки устранены во всем диапазоне работы панкратической системы при

весьма большой кратности (больше 12). Это подтверждает громадный эффект, достигаемый в системах с устраненными дефокусировками.

Небольшая дефокусировка ( $\sim 0,09$  мм) при малых увеличениях не имеет существенного значения: во-первых, она мала и, во-вторых, при малом увеличении, когда поле зрения велико и меньше внимания уделяется деталям, она вызывает незначительный отрицательный эффект. При желании можно располовинить ошибку смещением плоскости изображений, однако можно считать, что показанный на графике ход дефокусировок предпочтителен.

Рассчитываем по табл. 11 фокусные расстояния компонентов последней системы переменного увеличения с устраненными дефокусировками:

$$\begin{aligned} f'_1 = f'_3 &= K^I \delta^I_{\max} = 38 \text{ мм}; \\ f'_2 &= \left( K^I M^I - \frac{1}{2K^I v^I_1} \right) \delta^I_{\max} = -25,9 \text{ мм}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f'_4 = f'_6 &= K^{II} \delta^{II}_{\max} = -24,9 \text{ мм}; \\ f'_5 &= \left( K^{II} M^{II} - \frac{1}{2K^{II} v^{II}_1} \right) \delta^{II}_{\max} = 24,6 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Для тонких компонентов получаем следующие расстояния между ними в исходном положении системы (см. рис. 25):

$$\begin{aligned} d_1 = 10 \text{ мм}; \quad d_2 = 10 \text{ мм}; \quad d_3 = 20,7 \text{ мм}; \quad d_4 = 10 \text{ мм}; \\ d_5 = 10 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Итак, установлена возможность существования и дана методика расчета панкратических систем с перемещением по пропорциональным законам компонентов, в которых устранены остаточные дефокусировки. Этим ликвидирована одна из основных причин ограничения кратности систем с пропорциональными подвижками компонентов.

### Г л а в а III

#### ТЕОРИЯ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ — ПОПЕРЕЧНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Геометрическая оптика отвечает на ряд вопросов теории оптических систем, в том числе об увеличительных способностях, фокусировочных возможностях, взаимном расположении предмета, системы и изображения; остается открытым один вопрос о поперечных размерах, например диаметре системы. С точки

зрения геометрической оптики, поперечные размеры не имеют значения, диаметр оптической системы может быть равен нулю.

Однако вопрос о поперечных размерах влечет за собой многие другие; от его решения зависят светосила системы, размер поля зрения и распределение освещенности (виньетирование) по полю, глубина резкости и особенности передачи перспективы, дифракционная структура изображения и разрешающая способность, параллакс. Рассмотрим эти вопросы. Но прежде необходимо остановиться на основных элементах оптических систем.

## 17. Теория зрачков, полей, луков

**Входной зрачок.** Входным зрачком оптической системы называется диафрагма<sup>1</sup>, определяющая сечение пучка лучей, поступающего в систему из предметной точки, лежащей на оптической оси. Входным зрачком может являться как материальная диафрагма, расположенная впереди оптической системы, так и изображение некоторой диафрагмы, построенное стоящей перед ней оптической системой. Во втором случае входной зрачок может оказаться не впереди системы, а внутри нее или за ней. Входной зрачок может быть любой формы, и центр его не обязательно должен лежать на оптической оси системы.

**Выходной зрачок.** Выходным зрачком оптической системы называется диафрагма, определяющая сечение пучка лучей, идущего из системы в точку изображения, лежащую на оптической оси. Выходным зрачком может являться материальная диафрагма, находящаяся за оптической системой, или изображение некоторой диафрагмы, построенное стоящей за ней оптической системой. Во втором случае выходной зрачок может оказаться не позади системы, а внутри или впереди нее. Иногда выходным зрачком является зрачок глаза наблюдателя. Выходной зрачок может быть любой формы, и центр его не обязательно должен лежать на оптической оси системы. В дальнейшем, если не будет специальных оговорок, речь пойдет о круглых зрачках, центр которых лежит на оптической оси системы. Выходной зрачок есть изображение входного зрачка и наоборот.

**Апертурные углы.** Угол между лучом, проведенным из осевой предметной точки на край зрачка входа, и оптической осью называется апертурным углом на предмете (в пространстве предметов).

Угол между лучом, проведенным из края зрачка выхода в осевую точку изображения, и оптической осью называется апертурным углом на изображении (в пространстве изображений).

**Действующая, или апертурная, диафрагма.** Действующей, или апертурной, диафрагмой называется материальная диафрагма, изображение которой в пространстве предметов является входным зрачком, а в пространстве изображений — выходным зрачком.

---

<sup>1</sup> Опоры линз и других оптических деталей и их изображения тоже являются диафрагмами.

Если входным зрачком является диафрагма, стоящая перед системой, то эта диафрагма одновременно является и действующей.

Диафрагма, расположенная после системы и являющаяся выходным зрачком, также является одновременно и действующей диафрагмой. Следовательно, в том случае, когда зрачок глаза ограничивает зрачок выхода системы, то он является одновременно и зрачком выхода системы и действующей диафрагмой.

**Полевая и теневая диафрагмы, люки.** Полевой диафрагмой является диафрагма, ограничивающая размеры (площадь) поля зрения<sup>1</sup> системы. Если диафрагма расположена в плоскости предметов или в плоскости изображений, то размеры поля зрения в плоскости предметов равны размерам диафрагмы или ее изображения в обратном ходе лучей через всю оптическую систему. При таком расположении диафрагмы она резко видна в поле зрения и резко очерчивает его.

Полевая диафрагма не может быть установлена в мнимых плоскостях. Однако можно ограничить поле зрения прибора изображением диафрагмы или самой диафрагмой, находящейся не в плоскости предметов или в плоскости изображений, а на расстоянии от них.

Такая диафрагма действует по принципу срезания лучей, идущих из плоскости предметов во входной зрачок (из выходного зрачка в плоскость изображений), затеняя периферийные точки поля. На пучок лучей из точки на оси она не оказывает влияния, но срезает лучи из крайних точек. Геометрическое место точек с нулевой освещенностью является границей поля зрения. В этом случае нет резко очерченного поля и площадь поля зрения не равна, а только подобна площади ограничивающей диафрагмы. Изменение размеров зрачка прибора (или поперечное смещение зрачка глаза наблюдателя) влияет на размер видимого линейного поля.

Диафрагма, находящаяся не в плоскости предметов или плоскости изображений, но ограничивающая поле зрения оптической системы путем постепенного затенения точек поля от центра к краю, называется теневой диафрагмой.

Изображение теневой диафрагмы предшествующей ей частью оптической системы в пространстве предметов называется входным люком, а последующей частью системы в пространстве изображений — выходным люком.

Действие теневой диафрагмы показано на рис. 27. Пусть лучи света из точек плоскости предметов  $AB$  направляются во входной зрачок  $DE$ . На пути лучей находится диафрагма  $VG$ . На апертурные лучи  $OD$  и  $OE$  диафрагма  $VG$  не оказывает никакого влияния. Начиная с некоторых точек  $O_1$  и  $O_2$  диафрагма  $VG$  срезает лучи пучка так, что в точках  $A$  и  $B$  ширина пучков становится

---

<sup>1</sup> Термин «поле зрения» мы будем употреблять не только тогда, когда прибор работает с глазом, в визуальных приборах, но и во всех других случаях.

равной нулю (проходит «один» луч из каждой точки:  $AE$  и  $BD$ ). Ни один луч из точек плоскости предметов, расположенных за пределами  $A$  и  $B$ , не может прийти в зрачок входа  $DE$ . Следовательно, благодаря диафрагме  $BГ$  поле зрения оказывается ограниченным путем затенения, постепенного срезания до нуля света из периферийных точек поля. Если в системе с таким расположением диафрагмы изменить размеры зрачка, то изменится и линейное поле зрения; например, если уменьшить входной зрачок  $DE$ , то уменьшится и линейное поле зрения  $AB$ .

Диафрагма  $BГ$  есть теньевая диафрагма. Поскольку она находится перед системой, то она же является и входным люком.

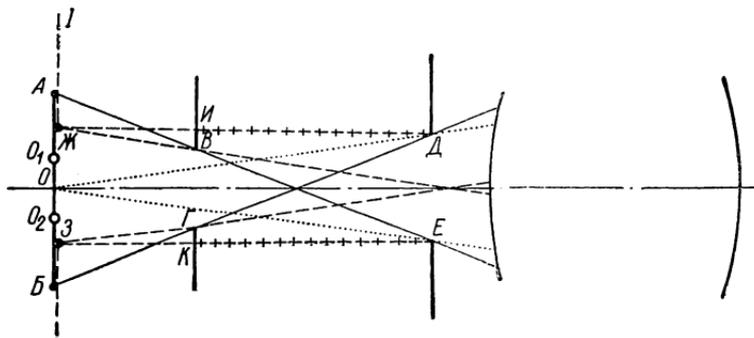


Рис. 27. Схема расположения диафрагм, ограничивающих зрачки, поля зрения и виньетирование в оптических системах

Итак, материальная диафрагма (часто это оправа линзы), изображение которой есть входной люк или выходной люк, называется теньевой. Если теньевая диафрагма находится перед системой или после нее, то она одновременно является входным люком или выходным люком.

Часто в системах присутствуют обе диафрагмы: полевая и теньевая. Иногда могут быть две теньевые диафрагмы и соответственно две пары люков.

**Полевая плюс теньевая диафрагмы.** Довольно редко в оптических приборах поле зрения ограничивается диафрагмой, находящейся не в плоскости предметов или изображений, т. е. теньевой диафрагмой.

Только в неответственных приборах (простейшие лупы, визиры дешевых фотоаппаратов) или в тех системах, где на конечном расстоянии нет действительных плоскостей предметов или изображений (галилеевская система), поле зрения ограничивается нерезкой теньевой диафрагмой.

Теньевой диафрагмой ограничивается и поле зрения в системе без оптики — в обыкновенной трубе. В этом случае теньевой диафрагмой является переднее отверстие трубы. Невооруженный глаз также не имеет полевой диафрагмы; он имеет только теньевую ирис-диафрагму.

В большинстве систем действуют одновременно полевая и теневая диафрагмы. Полевая диафрагма находится в плоскости предметов или изображений и резко очерчивает поле зрения, а расположенная на некотором расстоянии теневая диафрагма или ее изображение — входной люк регулирует освещенность периферийных точек поля. Причем очень редко при совместной работе полевой и теневой диафрагм освещенность на краю поля зрения доводится до нуля.

Как было сказано выше, теневой диафрагмой иногда служит оправа какой-либо линзы. Но нередко теневые диафрагмы устанавливаются специально для срезания тех пучков лучей из периферийных точек поля, которые образуют большие углы падения на поверхностях линз и вследствие этого портят качество изображения.

Вот почему пара полевая плюс теневая диафрагмы весьма распространена в оптических системах. Действие такой пары становится ясным, если представить, что у плоскости предметов помещена диафрагма  $I$  (на рис. 27 показана штриховой линией), которая резко очерчивает поле зрения, но при этом благодаря присутствию люка  $BГ$  пучки лучей из периферийных точек поля (лучи  $ЖИ$ ,  $ЗК$ ) частично срезаются. Такое срезание пучков лучей, приводящее к затенению периферийных точек поля, носит название виньетирования.

**Виньетирование. Графоаналитический метод определения коэффициента виньетирования.** В ряде случаев у пучков лучей из периферийных точек поля зрения угол раствора  $2u$  меньше, чем угол раствора  $2\alpha$  пучка лучей из центра поля (рис. 28), т. е. имеет место виньетирование, объясняющееся соответствующим расположением и размерами ограничивающих диафрагм. Виньетирование оценивается в процентах:

$$v \approx \left(1 - \frac{2u}{2\alpha}\right) 100 = (1 - k) 100. \quad (117)$$

Формула (117), будучи приближенной, дает результаты, близкие к истинным, и поэтому на практике почти всегда пользуются ею. Но нетрудно в каждом случае определить точное значение коэффициента  $k$  нахождением отношения площади части зрачка, открытой светом из данной точки поля, к площади всего зрачка.

Графоаналитический метод определения указанного коэффициента показан на рис. 28. Из точки  $B$  плоскости предметов в зрачок  $DE$  благодаря наличию входного люка  $BГ$  может прийти пучок лучей с углом раствора  $2u = ДГ$ . Проведем вспомогательную прямую  $БВ$  через противоположный край люка до пересечения с плоскостью зрачка в точке  $Ж$ . На основании того, что фигуры параллельных сечений конуса подобны, начертим основание конуса с углом  $ВБГ$  в виде круга  $I$  в плоскости зрачка, так как люк  $BГ$  круглый; начертим также круг  $II$  — площадь зрачка.

Искомый коэффициент  $k$  есть отношение площади части зрачка (сегмента), перекрытой кругом  $I$ , к площади всего зрачка. Это отношение легко рассчитать.

Если лок или зрачок или оба они не являются кругами, а очерчены любыми другими фигурами, то вместо кругов  $I$  и  $II$  будут соответствующие фигуры. Принцип же определения коэффициента  $k$  во всех случаях одинаков.

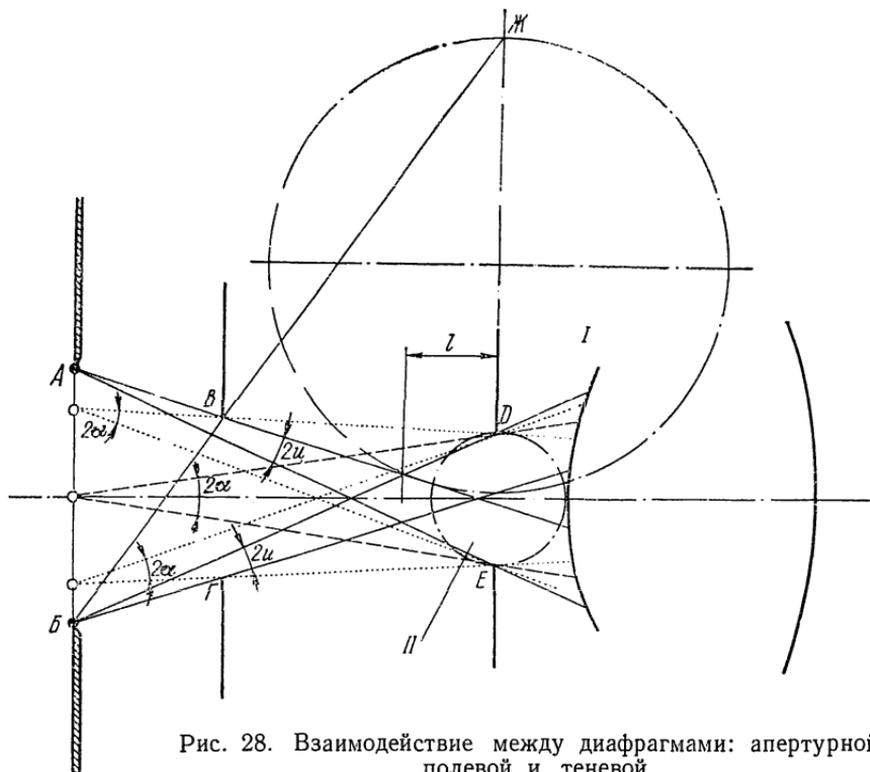


Рис. 28. Взаимодействие между диафрагмами: апертурной, полевой и теневой

Как видно из рис. 28, коэффициент  $k$  меньше величины  $2u/2\alpha$ , т. е. формула (117) дает заниженное значение коэффициента виньетирования. Поэтому в тех случаях, когда надо знать точную фотометрическую «географию» поля зрения, следует определять коэффициент виньетирования графоаналитическим методом, а не по формуле (117).

Из опыта известно, что плавного изменения освещенности поля зрения наблюдатель не замечает, даже если освещенность меняется от 100% до нуля. В визуальных приборах с целью уменьшения поперечных размеров оптических систем допускают виньетирование на краю поля зрения, равное 50% и более; бывает, что оно достигает 100%.

Если плоскость предметов отнести в бесконечность, то углы  $2\alpha$  и  $2u$  станут равными нулю. Тогда в формулу (117) вместо

углов должны подставляться поперечные размеры пучков лучей. Для точки на оси это будет диаметр входного зрачка, а для точки вне оси — соответствующая часть этого диаметра. При использовании графоаналитического метода расчет коэффициента виньетирования производится также путем предварительного нахождения отношения площадей пучков в плоскости зрачка. Вспомогательный луч  $BВ$  (рис. 28) направляется параллельно рабочим лучам под углом поля зрения к оптической оси.

**Главные лучи.** Главными лучами называются лучи, проходящие по линиям симметрии пучков из любой точки поля. В соответствии с этим определением главным лучом для точки, лежащей на оптической оси, является сама оптическая ось при условии, что центр зрачка лежит на ней, а для тех точек поля, в которых виньетирование отсутствует, главными лучами являются лучи, проходящие через центр зрачка.

Иначе говоря, до тех пор, пока виньетирование еще не наблюдается, главные лучи проходят через центр зрачка. Главные лучи из затененных точек поля не проходят через центр зрачка и пересекают оптическую ось на некотором расстоянии от него; например, главные лучи из точек  $A$  (рис. 28) и  $B$  пересекают оптическую ось на расстоянии  $l$  от зрачка.

Таким образом, распространенное определение главного луча как луча, проходящего через центр зрачков системы, неточно, поскольку оно несправедливо для затененных (виньетированных) точек поля зрения.

Необходимо учесть также возможную неравномерность освещенности зрачка. Более полным определением главного луча будет следующее: луч, идущий из данной точки поля в энергетический «центр тяжести» зрачка.

**Угловое поле зрения.** Для предметов, находящихся на конечном расстоянии от системы, угловое поле зрения является весьма неопределенным понятием. Лучи, приходящие из данной точки поля в центр зрачка (главные лучи), составляют с оптической осью иной угол, чем лучи, приходящие из той же точки в периферийные точки зрачка.

В одной и той же системе при одном и том же линейном поле зрения в зависимости от положения зрачка угол главного луча с оптической осью может быть различным по величине и знаку; он может быть также равен нулю. Поэтому в системах, работающих на конечные расстояния, угловое поле зрения, вообще говоря, не имеет физического смысла и является весьма условной характеристикой.

Объективы микроскопов большого увеличения этой характеристики вообще не имеют, они характеризуются только линейным полем зрения.

Вместе с тем недостаточно характеризовать системы, работающие на не очень близкие расстояния, когда поперечные размеры зрачков значительно меньше их расстояний до предметов (изобра-

жений), одним лишь линейным полем зрения. Например, репродукционный однократный объектив с фокусным расстоянием 100 мм и линейным полем зрения 10 мм для полевых точек работает в иных условиях, чем однократный объектив того же типа с тем же линейным полем, но с фокусным расстоянием 200 мм.

Характеристическим параметром поля таких систем все же является угол главного луча с оптической осью. Но для определенности вводится дополнительное условие. Предполагается, что зрачок входа расположен в геометрическом центре системы, что в репродукционных и фотографических объективах почти выполняется.

Итак, угловое поле зрения работающих на конечные расстояния систем (кроме тех, в которых расстояния до предметов малы, например микрообъективов большого увеличения) характеризуется углами между лучами, направленными из крайних точек поля в геометрический центр системы, и оптической осью.

Когда же плоскость предметов (или плоскость изображений) находится в бесконечности, вопрос об угловом поле зрения становится вполне определенным. В этом случае главный луч становится параллельным к лучам из той же точки поля, идущим в любую точку зрачка, и угол между главным лучом и оптической осью остается неизменным при любом положении центра зрачка. Величина этого угла определяется отношением между размером полевой диафрагмы, расположенной в задней фокальной плоскости, и фокусным расстоянием системы.

Когда нет возможности установить полевую диафрагму, например в галилеевских системах, угол поля зрения определяется размерами зрачка и люка и расстоянием между ними.

**Углы главных лучей с оптической осью.** Как было сказано выше, углы главных лучей с оптической осью только с известными оговорками являются характеристиками углового поля зрения оптических систем. Однако ход главных лучей имеет весьма важное значение в каждой системе.

Угол главного луча с оптической осью и расстояние от системы до точки пересечения главного луча с осью определяют качество изображения полевых точек. Кроме того, от направления и величины угла главного луча с оптической осью зависит правильность перспективного восприятия пространства. В частном случае, когда главные лучи параллельны оптической оси, масштаб изображения становится малочувствительным к точности фокусировки.

**Особенности перспективы.** Остановимся на вопросах перспективного восприятия пространства. При наблюдении невооруженным глазом лучи из любых точек предмета  $AB$  направляются в зрачок глаза (рис. 29,  $a$ ). При таком ходе главных лучей предметы, имеющие одинаковые размеры, но расположенные ближе или дальше плоскости  $AB$  (показаны штриховыми линиями), видны соответственно под большими и меньшими углами, чем

углы  $\gamma$ , под которыми видны предметы фиксированной плоскости. Такое восприятие пространства (ближнего и дальнего планов) является привычным, натуральным.

Как было сказано, в зависимости от расположения ограничивающих диафрагм углы главных лучей при применении оптических систем могут иметь любое направление. На рис. 29, б зра-

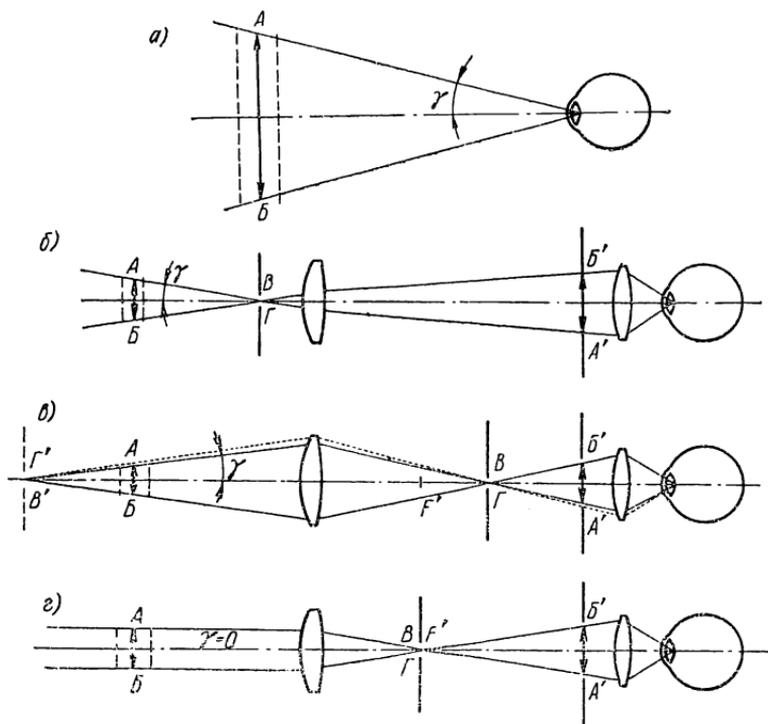


Рис. 29. Оптические схемы систем, обеспечивающих различные виды перспективы: *а* — наблюдение невооруженным глазом; *б* — схема, дающая натуральную перспективу; *в* — схема, дающая ненатуральную перспективу; *г* — схема с телецентрическим ходом лучей

чок входа  $B\Gamma$  находится справа от предметной плоскости  $AB$  и главные лучи, как и в случае наблюдения невооруженным глазом, после предметной плоскости идут в зрачок системы сходящимся пучком. В этом случае угловая величина предметов  $AB$  и их изображений  $A'B'$  ближнего плана растет, дальнего — уменьшается и имеет место нормальное восприятие пространства.

Иначе обстоит дело при ходе главных лучей, показанном на рис. 29; *в*. Здесь зрачок входа  $B'\Gamma'$  (изображение апертурной диафрагмы  $B\Gamma$ ) расположен слева от предметной плоскости и главные лучи после предметной плоскости идут расходящимся пучком. Предметы заднего плана в связи с этим кажутся наблюдателю большими, чем переднего, т. е. наблюдается ненатуральная, искаженная перспектива.

Нечто промежуточное между двумя предыдущими случаями получается в системе при ходе главных лучей, изображенном на рис. 29, г. Здесь апертурная диафрагма находится в задней фокальной плоскости объектива, а зрачок входа — в бесконечности, поэтому в пространстве предметов имеет место телецентрический ход лучей и главные лучи параллельны оптической оси. Передний и задний планы в такой системе видны в одинаковом масштабе, что тоже неестественно.

Следует отметить, что в системах для изображения ландшафта следует избегать конструктивных ситуаций, приводящих к ненатуральной перспективе.

**Телецентрический ход главных лучей.** Конструкции систем с телецентрическим ходом главных лучей встречаются довольно

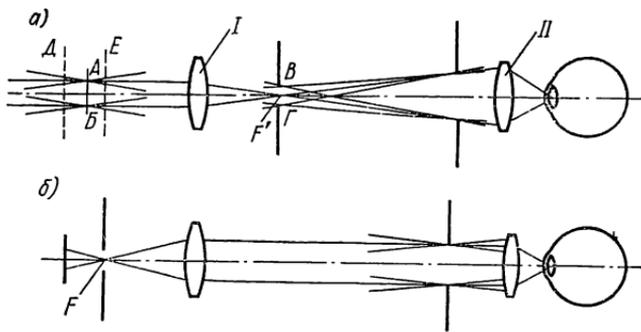


Рис. 30. Оптические схемы систем с телецентрическим ходом лучей в пространстве предметов (а) и в пространстве изображений (б)

часто и имеют важное практическое значение. Например, в измерительных микроскопах, компараторах, при точной репродукции телецентрический ход особенно необходим. Такой ход лучей позволяет осуществлять фокусировку микроскопа на заданную плоскость с пониженной точностью, а это очень важно, поскольку в системах с нетелецентрическим ходом лучей значение величины дефокусировки, вызывающей заметную нерезкость между изображением предметов и шкалой (параллакс), больше по величине, чем требуется для достижения высокой степени масштабности.

Рассмотрим рис. 30. Пусть микроскоп (объектив  $I$  и окуляр  $II$ ) сфокусирован на предметную плоскость  $AB$ . Апертурная диафрагма  $BГ$  находится в задней фокальной плоскости объектива. Главные лучи в пространстве предметов параллельны оптической оси, и пучки лучей из любых точек предметной плоскости распространяются симметрично относительно оптической оси. Благодаря этому в смещенном положении плоскостей наводки  $D$  и  $E$ , получающемся вследствие неточной фокусировки, вместо «точек» будут кружки рассеяния. Но центры кружков рассеяния будут находиться точно на таком расстоянии от оптической

оси и между собой, на каком находились точки в плоскости точной наводки  $AB$ . Поэтому измеряемая величина, которая всегда есть расстояние между центрами кружков рассеяния, не изменяется при неточной фокусировке.

Из сказанного вытекает, что для соблюдения телецентрического хода главных лучей виньетирование в пределах рабочего поля (часть поля зрения, в котором производится измерение) не допускается.

Необходимо также позаботиться о том, чтобы вследствие аберраций (в зрачках) не нарушалась параллельность главных лучей.

Итак, телецентрический ход главных лучей является необходимым условием конструкции любой измерительной оптической системы, особенно если измерение ведется в пределах большого рабочего поля зрения, например с помощью различных окуляр-микрометров (винтовых, спиральных); вместе с тем и в визирных системах (работающих на участке поля вблизи центра) телецентрический ход весьма полезен.

Следует помнить, что неточная фокусировка разрешается только в том пространстве, где имеет место телецентрический ход главных лучей. На рис. 30, *а* телецентрический ход лучей обеспечивается перед микроскопом, и потому можно неточно фокусировать весь микроскоп. Если же имеет место телецентрический ход лучей между объективом и окуляром (апертурная диафрагма располагается в переднем фокусе объектива), как показано на рис. 30, *б*, то можно неточно фокусировать только окуляр.

**Апертурные углы полевых точек.** Ранее рассматривались апертурные углы лучей, идущих из точек на оптической оси, т. е. углы между лучами, направленными на край зрачка, и оптической осью. Поскольку углы раствора элементарных пучков лучей из полевых точек вследствие виньетирования могут быть меньше угла раствора элементарного пучка из точки на оси, приходится вводить понятие об апертурных углах полевых точек. Апертурные углы полевых точек есть углы между лучами, образующими пучки из этих точек, и главными лучами.

Поскольку основание конуса лучей из виньетированной полевой точки (ее «зрачок») является несимметричной фигурой (на рис. 28 это сегмент, получающийся вследствие наложения окружности  $I$  на окружность  $II$ ), то апертурные углы такой полевой точки различны в разных сечениях пучка. В меридиональной плоскости углы всегда меньше, чем в сагиттальной.

Итак, апертурный угол лучей из любой точки поля в данной плоскости есть угол между лучом, идущим на край «зрачка» этой точки, и ее главным лучом.

**Наименование лучей.** Для случая расположения предметов на конечном расстоянии нам известны теперь главные лучи и оптическая ось как частный случай главного луча, апертурные лучи из точки на оси и апертурные лучи из любой точки поля. Если предметная плоскость находится в бесконечности, то главные лучи

так и называются главными. Но апертурные лучи называются иначе: лучи из точки на оси называются крайними, лучи из полевых точек — наклонными.

Главные лучи (за исключением случая, когда центр зрачка не лежит на оптической оси) всегда меридиональные; таковы же апертурные лучи из точки на оси и крайние лучи. Апертурные же лучи из полевых точек и наклонные лучи являются меридиональными только для плоскости, содержащей данную точку поля и оптическую ось, все остальные лучи — внемеридиональные (косые).

**Метод распознавания диафрагм.** Как из всех диафрагм системы распознать полевую диафрагму, входной и выходной зрачки, действующую диафрагму, входной и выходной люки и теньевую диафрагму?

Общий прием таков. Строятся изображения всех диафрагм в пространство предметов предшествующими частями оптической системы и в пространство изображений — последующими. Затем они анализируются следующим образом.

Если какая-либо диафрагма (или ее изображение) совпадает с плоскостью предметов или плоскостью изображений, то такая диафрагма — полевая.

Диафрагма (или изображение), видимая под наименьшим углом из точки на оси плоскости предметов, есть входной зрачок. Диафрагма (или изображение), видимая под наименьшим углом из точки на оси плоскости изображений, есть выходной зрачок.

Действующей (или апертурной) является та диафрагма, изображение которой в пространстве предметов дает входной, а в пространстве изображений — выходной зрачок.

Диафрагма (или изображение), регулирующая виньетирование в плоскости предметов, есть входной люк. Диафрагма (или изображение), регулирующая виньетирование в плоскости изображений, есть выходной люк.

Та диафрагма, изображение которой в пространстве предметов является входным, а в пространстве изображений — выходным люком, есть теньевая диафрагма. Когда нет полевой диафрагмы, то теньевая диафрагма начинает ограничивать поле зрения. Поэтому такую диафрагму часто называют полевой, хотя нельзя называть ее так, когда присутствует полевая диафрагма. Теньевая диафрагма всегда распределяет освещенность по полю зрения, а в частном (весьма редком) случае она становится полевой, но ни в коем случае не наоборот.

Нередко в системе бывают две теньевые диафрагмы и больше и столько же входных и выходных люков.

**Примеры распознавания диафрагм.** Разберем три примера: объектив «триплет», телескопическую галилеевскую систему и простую лупу.

Объектив (рис. 31) состоит из трех линз и имеет конструктивные данные, приведенные в табл. 13.

$$\overrightarrow{D_1'} = 9,2 \quad \overrightarrow{D_2'} = 10,4 \quad \overrightarrow{D_3'} = 9,5 \quad \overrightarrow{D_4'} = 10,2$$

$$\overrightarrow{I'} \quad \overrightarrow{II'} \quad \overrightarrow{III'} \quad \overrightarrow{IV'}$$

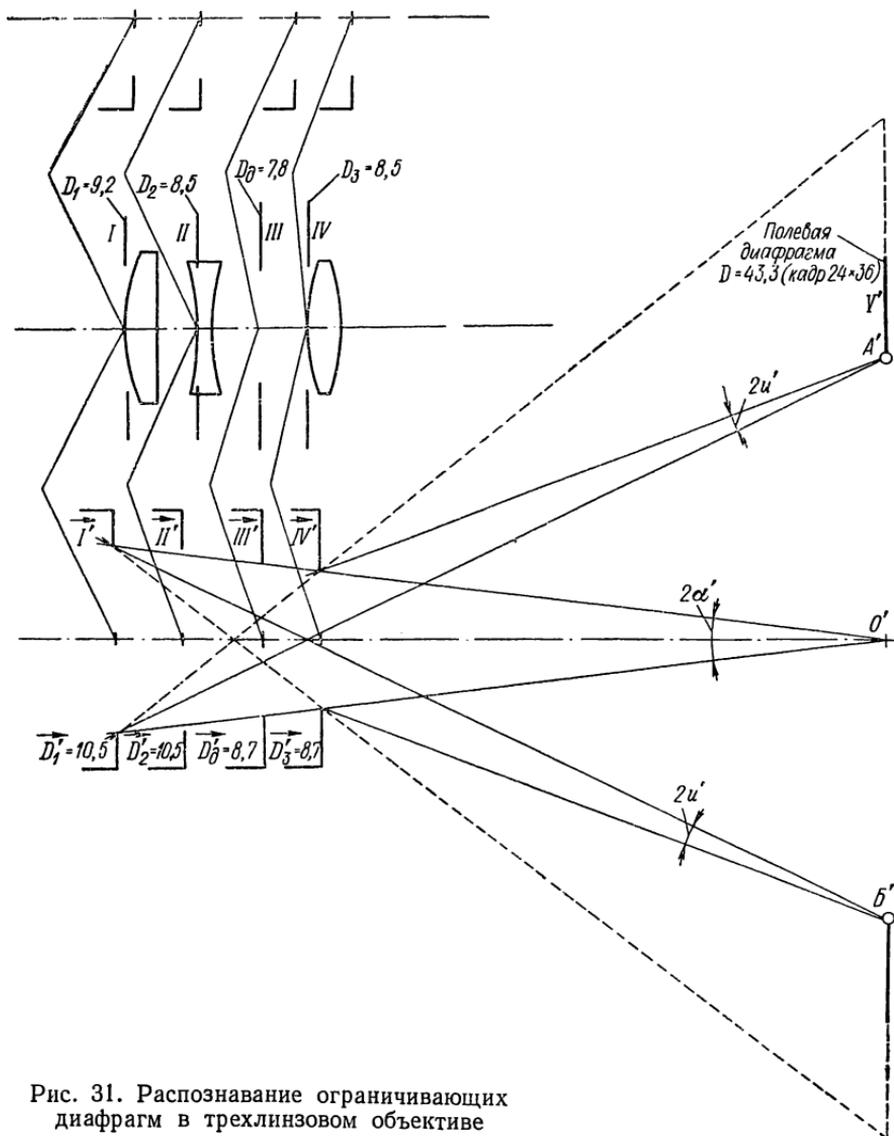


Рис. 31. Распознавание ограничивающих диафрагм в трехлинзовом объективе

Радиусы кривизны $r$ , мм	Толщины линз и воздушные промежутки $d$ , мм	Световые диаметры $D$ , мм	Показатели преломления среды $n$
12,303	1,90	9,2	1
461,3	2,52	8,5	1,6140
-30,48	0,76	8,5	1
12,303	4,20		1,6242
72,44	1,57		1
-19,953			1,6140
			1

В объективе имеются следующие четыре диафрагмы: оправа первой линзы с  $D_1 = 9,2$  мм, оправа второй линзы с  $D_2 = 8,5$  мм, диафрагма с  $D_d = 7,8$  мм во втором воздушном промежутке на расстоянии 2,1 мм от второй линзы и оправа третьей линзы с  $D_3 = 8,5$  мм. В плоскости изображения находится кадровая рамка с размерами  $24 \times 36$  мм и диагональю 43,3 мм.

Фокусные расстояния и вершинные отрезки объектива:  $-f = f' = 41,36$  мм;  $s_F = -36,26$  мм;  $s'_{F'} = 34,86$  мм.

Рассмотрим случай, когда объектив работает с конечного расстояния  $-s = 243,1$  мм.

Увеличение объектива, рассчитываемое по формуле (20),

$$v = -\frac{f}{x} = -\frac{f}{s - s_F} = -\frac{-41,36}{-243,1 + 36,26} = -\frac{1 \times}{5}.$$

Рассчитываем положение плоскости изображения:

$$s' = s'_{F'} + x' = s'_{F'} - f'v = 34,86 + 41,36 \frac{1}{5} = 49,63 \text{ мм.}$$

Теперь найдем положение изображений всех диафрагм в пространстве изображений. Для этого произведем расчет нулевых лучей с конечного расстояния от центра каждой диафрагмы в обратном и прямом ходе по формулам (9) и (10). Центром оправы линзы будем считать первую ее вершину.

Изображение первой диафрагмы (оправы первой линзы) в пространстве предметов совпадает с самой диафрагмой, поскольку перед ней оптики нет.

Положение изображений первой диафрагмы в пространстве изображений находим путем расчета луча из вершины первой поверхности ( $s = 0$ ) через весь объектив в прямом ходе. Для примера приведем расчет этого луча (табл. 14).

Расстояние от последней поверхности объектива до изображения первой диафрагмы

$$s' = \frac{h_0}{u_7} = -12,32 \text{ мм.}$$

Первая среда	Вторая среда	Третья среда	Четвертая среда	Пятая среда	Шестая среда	Седьмая среда
$u_1 n_1 = -1$	$u_1 = -1$	$-0,6140 \cdot 1,177$ 461,3	$0,6242 \cdot 3,691$ -30,48	$-0,6242 \cdot 4,212$ 12,303	$0,6140 \cdot 9,644$ 72,44	$-0,6140 \cdot 10,823$ -19,953
$u_2 n_2 = u_1 n_1 = -1$	$+1$ $u_3 n_3 = -1,00156$	$+1$ $u_4 n_4 = -1,07971$	$u_4 n_4 = -1,07971$	$+(-1,07971)$ $u_5 n_5 = -1,29341$	$+(-1,29341)$ $u_6 n_6 = -1,21167$	$+(-1,21167)$ $u_7 n_7 = -0,87862$
$h_1 = s u_1 = 0$	$-(-1) 1,9$ 1,6140	$-(-1,00156) 2,52$ 1	$(-1,07971) 0,76$ 1,6242	$(-1,29341) 4,2$ 1	$(-1,21167) 1,57$ 1,6140	
	$+1,177$ $h_3 = 3,691$	$+3,691$ $h_4 = 4,212$	$+4,212$ $h_5 = 9,644$	$+9,644$ $h_6 = 10,823$		

Увеличение, с которым изображается диафрагма,

$$v = \frac{u_1}{u_7} = 1,14^{\times}.$$

Расчет лучей для определения положения изображений всех диафрагм дали результаты, приведенные в табл. 15. Отрезок  $s'$  в пространстве предметов отсчитывается от первой поверхности объектива, в пространстве изображений — от последней его поверхности.

На рис. 31 кроме объектива представлены в соответствии с данными табл. 15 изображения диафрагм в пространстве предметов (вверху) и в пространстве изображений (внизу), а также показан ход лучей в пространстве изображений для точки  $O'$  — центра плоскости изображений — и двух точек  $A'$  и  $B'$  на краю поля зрения.

Как видно из рисунка, ход лучей определен изображениями диафрагм  $\vec{I}'$ ,  $\vec{II}'$ ,  $\vec{III}'$ ,  $\vec{IV}'$  и диафрагмой  $V'$ . Диафрагма  $V'$  лежит в плоскости изображений и является полевой.

Угол раствора  $2\alpha'$  лучей, идущих в центральную точку  $O'$ , определяется диафрагмой  $\vec{III}'$  (диафрагма видна из точки  $O'$  под наименьшим углом). Это означает, что диафрагма  $\vec{III}'$  есть выходной зрачок и, следовательно, диафрагма  $\vec{II}'$  — входной зрачок, а диафрагма  $\vec{III}$  — апертурная диафрагма.

Углы  $2u'$  пучков в крайние точки поля зрения  $A'$  и  $B'$  определяются двумя диафрагмами:  $\vec{I}'$  и  $\vec{IV}'$ . Таким образом, в си-

Расстояние и увеличение	Изображение первой диафрагмы		Изображение второй диафрагмы		Изображение третьей диафрагмы		Изображение четвертой диафрагмы	
	в пространстве предметов	в пространстве изображений	в пространстве предметов	в пространстве изображений	в пространстве предметов	в пространстве изображений	в пространстве предметов	в пространстве изображений
$s', \text{ мм}$	0	-12,32	4,52	-7,09	8,40	-3,44	11,44	-1
$v, \text{ крат}$	1	1,14	1,22	1,24	1,22	1,12	1,19	1,03

стеме имеются две диафрагмы, регулирующие виньетирование в плоскости изображений, т. е. присутствуют два выходных люка  $\vec{I}$  и  $\vec{IV}'$ . Соответственно имеются два входных люка  $\vec{I}'$  и  $\vec{IV}$  и две теневые диафрагмы  $I$  и  $IV$ .

Если предположить, что полевая диафрагма отсутствует, то поле зрения будет ограничиваться (виньетирование до 100%) выходными люками  $\vec{I}'$  и  $\vec{IV}'$  (см. лучи, показанные штриховыми линиями).

Диафрагма  $\vec{II}'$  не определяет хода лучей; она имеет запасы по диаметру и не является ограничивающей.

Точно так же можно показать ход лучей из предметной плоскости в диафрагмы пространства предметов ( $\vec{I}'$ ,  $\vec{II}'$ ,  $\vec{III}'$ ,  $\vec{IV}'$ ) и убедиться в том, что входным зрачком является диафрагма  $\vec{III}'$ , входными люками — диафрагмы  $\vec{I}'$  и  $\vec{IV}'$ , а полевой диафрагмой — изображение диафрагмы  $V'$  в обратном ходе лучей. Последняя, естественно, будет располагаться в плоскости предметов.

Итак, способом изображения всех диафрагм в пространствах предметов и изображений мы безошибочно распознали в конкретном объективе полевую диафрагму, входные и выходные зрачки, апертурную диафрагму, входные и выходные люки, теневые диафрагмы.

Галилеевская система (рис. 32) состоит из положительного объектива  $I$  и отрицательного окуляра  $II$  и работает совместно с глазом наблюдателя.

Пусть фокусное расстояние объектива  $f'_{об} = 100$  мм, а фокусное расстояние окуляра  $f'_{ок} = 20$  мм. Расстояние между объективом и окуляром 80 мм. Такая система — телескопическая: плоскости предметов и изображений находятся в бесконечности.

Диаметр зрачка глаза примем равным 4 мм<sup>1</sup>, диаметр окуляра 8 мм, диаметр объектива 30 мм. Так как в галилеевской системе

<sup>1</sup> Диаметр зрачка глаза в зависимости от освещенности может меняться в пределах 1—8 мм.

нет реальной плоскости изображения, то полевую диафрагму применять невозможно. Объектив и окуляр считаем тонкими.

Таким образом, в системе имеются всего три диафрагмы: оправа объектива, оправа окуляра и зрачок глаза.

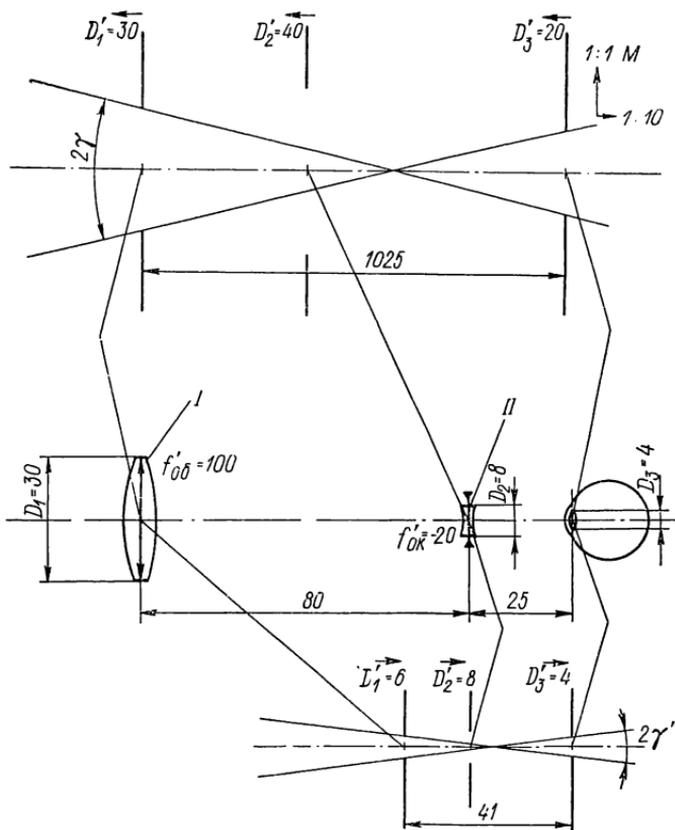


Рис. 32. Распознавание ограничивающих диафрагм в галлеевской телескопической системе

Строим, как и в предыдущем примере, все диафрагмы в пространствах предметов и изображений.

Изображение первой диафрагмы (оправы объектива) в пространстве предметов совпадает с самой диафрагмой.

Построим изображение первой диафрагмы в пространстве изображений через окуляр.

По формуле (26), считая  $b = -80$  мм (расстояние между объективом и окуляром) и  $f' = -20$  мм (фокусное расстояние окуляра), получим

$$b' = \frac{f'b}{f' + b} = \frac{-20(-80)}{-20 - 80} = -16 \text{ мм.}$$

По формуле (22) рассчитаем увеличение:

$$v = \frac{b'}{b} = \frac{-16}{-80} = 0,2^{\times}.$$

Построим изображение второй диафрагмы (оправы окуляра) в пространстве предметов через объектив (в обратном ходе лучей). Снова воспользуемся формулой (26), считая  $b = -80$  мм,  $f' = 100$  мм (фокусное расстояние объектива):

$$b' = \frac{100(-80)}{100 - 80} = -400 \text{ мм.}$$

Увеличение

$$v = \frac{-400}{-80} = 5^{\times}.$$

Изображение второй диафрагмы в пространстве изображений будет находиться на месте самой диафрагмы.

Построим изображение третьей диафрагмы (зрачка глаза) в пространстве предметов через систему «окуляр плюс объектив» (в обратном ходе лучей).

Для расчета положения изображения зрачка глаза через окуляр и объектив можно поочередно применить два раза формулу (26). Но учитывая, что для телескопической системы отношение продольных отрезков равно квадрату углового увеличения [что вытекает из применения формулы (31) для телескопической системы], можем записать

$$\frac{\Delta}{\Delta'} = \Gamma^2 = \left( \frac{f'_{об}}{f_{ок}} \right)^2,$$

где  $\Delta$ ,  $\Delta'$  — продольное смещение предмета и изображения.

В нашем примере  $\Delta'$  — расстояние от изображения объектива через окуляр ( $b' = -16$  мм) до зрачка глаза. Допустим, что зрачок глаза находится на расстоянии 25 мм от окуляра. Тогда

$$\Delta' = 16 + 25 = 41 \text{ мм;}$$

$$\Gamma^2 = \left( \frac{100}{20} \right)^2 = 25;$$

$$\Delta = 41 \cdot 25 = 1025 \text{ мм.}$$

В табл. 16 дана сводка положений изображений всех диафрагм и увеличений.

Отрезок  $b'$  в пространстве предметов отсчитывается от объектива, а в пространстве изображений — от окуляра.

На рис. 32 показаны оптическая схема телескопической системы (в середине) и в соответствии с данными табл. 16 изображения диафрагм в пространстве предметов (вверху) и в пространстве изображений (внизу).

Расстояние и увеличение	Изображение первой диафрагмы		Изображение второй диафрагмы		Изображение третьей диафрагмы	
	в прост- ранстве предме- тов	в прост- ранстве изобра- жений	в прост- ранстве предме- тов	в прост- ранстве изобра- жений	в прост- ранстве предме- тов	в прост- ранстве изобра- жений
$b'$ , мм	0	—16	400	0	1025	25
$v$ , крат	1	0,2	5	1	5	1

Самыми малыми являются изображения зрачка глаза: следовательно, они видны под наименьшими углами из плоскостей предметов и изображений и являются входными и выходными зрачками. Сам зрачок глаза поэтому является действующей (апертурной) диафрагмой.

Поле зрения в пространстве предметов  $2\gamma$  и в пространстве изображений  $2\gamma'$  ограничивается изображениями первой диафрагмы (оправы объектива) и зрачками. Поэтому изображения первой диафрагмы являются входным и выходным люками, а диафрагма, дающая эти изображения, — оправа объектива — теневой диафрагмой, которая в этом случае исполняет роль полевой. Вторая диафрагма — оправа окуляра — имеет большие запасы и при данных условиях не является ограничивающей.

Обратим внимание на то, что основное условие телескопической системы выдерживается: отношение углов есть увеличение

$$\frac{2\gamma'}{2\gamma} = \frac{4 + 6}{2 \cdot 41} : \frac{20 + 30}{2 \cdot 1025} = 5 = \Gamma.$$

Наконец, рассмотрим вопрос об ограничивающих диафрагмах при работе с простой лупой (рис. 33). В этом случае присутствуют две диафрагмы: первая — оправа лупы и вторая — зрачок глаза.

Изображения первой диафрагмы в пространстве предметов и в пространстве изображений совпадают с самой диафрагмой и имеют однократный масштаб. Изображение зрачка глаза в пространстве изображений совпадает с самим зрачком, а в пространстве предметов его расположение зависит от расстояния глаза до лупы. Приняв расстояние от лупы до глаза равным 20 мм и фокусное расстояние лупы 30 мм, получим по формуле (26)

$$b' = \frac{30(-20)}{30 - 20} = -60 \text{ мм.}$$

Увеличение при изображении зрачка равно  $3\times$ . Пусть диаметр лупы 10 мм, а диаметр зрачка глаза 4 мм.

На рис. 33 в середине показаны лупа и глаз, сверху — изображения диафрагм в пространстве предметов, внизу — в пространстве изображений.

Если бы в плоскости предметов стояла диафрагма (что при работе с лупой вполне возможно, поскольку предметная плоскость реальна), то эта диафрагма была бы полевой. Но поскольку таковой нет, то ее роль выполняет первая диафрагма, являющаяся одновременно теневой диафрагмой, входным и выходным люками.

В свою очередь зрачок глаза является зрачком системы и выходным зрачком, а его изображение в пространстве предметов, видимое под наименьшим углом  $2\alpha$  из предметной осевой точки  $O$ , — входным зрачком системы.

Из рис. 33 видно, что поле зрения в пространстве изображений  $2\gamma'$  определяется оправой лупы (выходным люком), зрачком глаза (выходным зрачком системы) и расстоянием между ними, а в пространстве предметов  $2\gamma$  — входным люком, входным зрачком и расстоянием между ними.

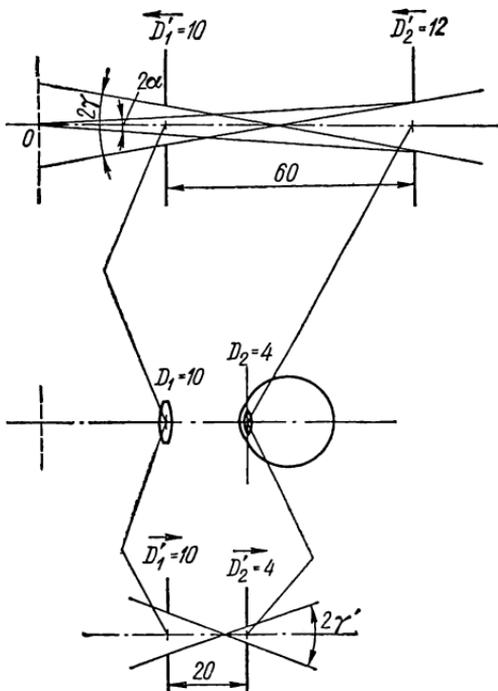


Рис. 33. Распознавание диафрагм в системе лупа—глаз

## 18. Разрешающая способность и глубина резкости оптических систем. Параллакс

**Дифракционная теория строения изображения точки. Универсальная формула разрешающей способности.** Разрешающая способность, т. е. способность оптической системы изображать раздельно две близлежащие точки, вытекает из дифракционной теории строения изображений и находится в непосредственной зависимости от поперечных размеров оптических систем, их зрачков, апертурных углов.

Согласно теории Эри, одиночная светящаяся точка (например, звезда) вследствие дифракции на границах зрачка изображается в виде кружка рассеяния (когда зрачок круглый <sup>1</sup>), состоящего из

<sup>1</sup> Если зрачок не круглой формы, то получается пятно рассеяния, подобное по форме зрачку.

яркого ядра и окаймляющих его чередующихся темных и светлых колец, причем освещенность светлых колец (максимумов) по мере удаления от центра сильно падает. Практически в безаберрационных системах вся энергия приходится на ядро и первый максимум. Расстояние от центра кружка рассеяния, который часто называют кружком Эри, до середины каждого кольца зависит (как это хорошо известно из основ дифракции) от длины световой волны и диаметра зрачка. Например, угловая величина видимого из центра зрачка радиуса первого темного кольца (первого минимума)  $\psi$  выражается следующим соотношением:

$$\psi = 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (118)$$

где  $\lambda$  — длина световой волны в мм;  $D$  — диаметр зрачка в мм.

На основании того, что в энергетическом отношении в кружке Эри основной «вес» имеет ядро, а остальные максимумы так малы, что их можно не принимать в расчет, Рэлей, осмыслив энергетическую картину изображения двух близлежащих точек (рис. 34), сделал вывод, что две равнояркие точки должны быть видны

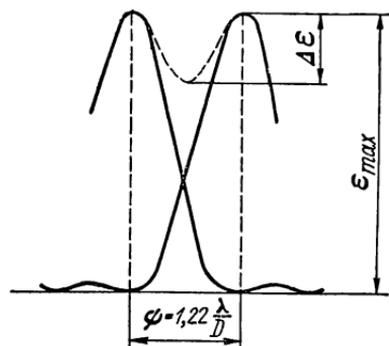


Рис. 34. Распределение энергии в двух точках, каждая из которых еще видна отдельно

раздельно, если центр кружка Эри одной точки совпадает с первым минимумом второй точки. Этот вывод, известный как критерий Рэля, дает возможность установить числовое значение разрешающей способности любой оптической системы. Из него вытекает, что угловое расстояние между изображениями двух равноярких точек, которые видны раздельно, равно расстоянию от центра до первого максимума каждой точки (величине  $\psi$  на рис. 34), рассчитываемому по формуле (118).

При работе в видимом свете ( $\lambda \approx 0,00059$  мм)  $\psi = \frac{7 \cdot 10^{-4}}{D}$ . Переведя радианы в секунды ( $1'' \approx 5 \cdot 10^{-6}$  рад), получим

$$\psi = \frac{140}{D}.$$

Многочисленный опыт (при изучении расстояния между двойными звездами) показал, что на практике разрешающая способность получается несколько более высокая, чем вытекает из критерия Рэля, а углубление  $\Delta \epsilon$  (рис. 34) может быть меньше, чем предполагал Рэлей. С опытными данными хорошо согласуется формула

$$\psi = \frac{120}{D}. \quad (119)$$

По формуле (119) производится расчет теоретической угловой разрешающей способности всех оптических систем, работающих на бесконечность в видимом свете. Если теперь вернуться от формулы (119) к формуле (118), то в последней пропадает коэффициент 1,22 и она принимает вид

$$\psi = \frac{\lambda}{D}. \quad (120)$$

Перейдем теперь к линейной разрешающей способности  $\delta$  в плоскости изображения системы. Для этого умножим угловую величину  $\psi$  на расстояние от зрачка выхода до плоскости изображения  $l'$ . Получим

$$\delta = \lambda \frac{l'}{D}.$$

Но отношение диаметра зрачка выхода к расстоянию до плоскости изображения есть двойной апертурный угол  $2\alpha$ , поэтому можно записать

$$\delta = \frac{\lambda}{2\alpha}. \quad (121)$$

Таким образом, мы пришли к выводу, что разрешающая способность работающих на конечное расстояние систем (микроскопов) равна длине волны света, деленной на двойной апертурный угол.

Итак, для расчета разрешающей способности систем с круглыми зрачками используют следующие универсальные формулы: при работе на бесконечность — формулу (120) и при работе на конечные расстояния — формулу (121). Формула (119) является частной для систем, работающих на бесконечность, но в видимом свете.

**Разрешающая способность глаза.** В оптимальных условиях освещенности и контраста максимальная близость двух точек, которые еще не сливаются в одну для наблюдателя с нормальным зрением, определяется двумя параметрами глаза: расстоянием между светочувствительными элементами — колбочками — на сетчатке глаза и диаметром зрачка. Две точки могут быть видны раздельно, если расстояние между их изображениями на сетчатке глаза не меньше, чем размер колбочки, приблизительно равный 0,005 мм. Это явление физиологически можно объяснить тем, что в мозгу наблюдателя происходит «сравнение» размера колбочки, являющейся индикатором — «линейным масштабом», с размером просвета между рассматриваемыми точками. Другого масштаба, по-видимому, не существует.

Такой вывод может быть подтвержден следующим примером. Известно, что при рассматривании симметричности расположения штриха в промежутке между двумя другими штрихами (бисекторное наведение) острота зрения становится значительно

выше. Но в этом случае близости оказываются два затора и один из них становится масштабом по отношению к другому, появляется объект сравнения и увеличивается точность. То же самое имеет место при нониальном наведении двух штрихов. Следовательно, элемент сетчатки глаза является индикатором масштаба, пока нет другого, но с появлением такого «уступает свои функции». По-видимому, при зрительной оценке размера предмета сравнением с другим, ранее наблюдавшимся, физиологически учитывается количество элементов сетчатки глаза, покрываемых изображениями того и другого предмета.

Иногда объясняют предел разрешения глаза тем, что изображения двух точек должны попадать на два элемента сетчатки, но такое объяснение совершенно не учитывает размеры элемента и не дает ответа на вопрос, почему увеличивается точность при бисекторном наведении.

Отметим, что точки мы пока считаем математическими, т. е. безразмерными. В действительности же все изображения точек имеют большие или меньшие размеры, от которых зависит световой затор между ними, т. е. разрешение.

Как было сказано, размеры изображений точек (кружков рассеяния) во всех оптических системах, в том числе и глаза, находятся в непосредственной зависимости от диаметра зрачка, поэтому он является параметром, влияющим на разрешающую способность глаза.

В соответствии с дифракционной теорией благодаря дифракционному рассеянию света на края зрачка глаза угловое расстояние между двумя точками, которые могут быть видны раздельно, соответствует формуле (119).

Размер колбочки на сетчатке глаза приблизительно равен 0,005 мм, а фокусное расстояние глазного хрусталика примерно равно 16,5 мм; следовательно, угловая величина колбочки приблизительно равна 0,0003, что соответствует 1'. Чтобы разрешающая способность глаза была близка к угловой величине колбочки, диаметр зрачка глаза, согласно формуле (119), должен быть равен 2 мм. Величины такого порядка получаются при благоприятных условиях наблюдения.

С увеличением диаметра зрачка (путем снижения освещенности или с помощью лекарственных средств) разрешающая способность не растет. Это можно пояснить указанным выше ограничением, связанным с размером колбочки на сетчатке глаза и аберрациями хрусталика. У некоторых людей разрешающая способность глаза больше, а у некоторых меньше 1'. Встречаются люди с разрешающей способностью глаз до 20". Надо полагать, что подобные отклонения от средней нормы связаны с размером колбочек у отдельных субъектов.

**Связь между размерами зрачков выхода приборов и масштабом.** Между размерами выходных зрачков приборов и масштабом должна соблюдаться рациональная взаимосвязь.

Вследствие того, что максимальная разрешающая способность глаза получается при зрачке диаметром 2—3 мм, не имеет смысла строить визуальные приборы с выходными зрачками, диаметр которых существенно больше 3 мм. Только в приборах, предназначенных для работы в условиях низких освещенностей, например в сумерках, можно и нужно применять выходные зрачки большего диаметра, вплоть до 8 мм, равного максимальному диаметру зрачка глаза при низких освещенностях.

В таких приборах главным является не разрешающая способность, не рассмотрение деталей объектов, а улучшение условий их обнаружения, что связано с необходимостью «зачерпнуть» из пространства предметов и довести до сетчатки глаза как можно больше света. Вот поэтому здесь требуются выходные зрачки большого диаметра и большие увеличения.

С другой стороны, не следует делать очень малые выходные зрачки путем значительного повышения увеличения при заданном зрачке, поскольку при этом разрешающая способность прибора в пространстве (плоскости) предметов не увеличивается, а освещенность и контраст изображения снижаются.

Однако, как уже говорилось, в некоторых условиях, например при бисекторном или нониальном наведении, получается «повышенное разрешение», достигающее, как установлено практикой, десятикратной величины. Такой «рост разрешения» должен быть подкреплен масштабностью. Поэтому повышение увеличения без роста диаметра входного зрачка (апертуры) в ряде приборов оправдано. Поскольку «рост разрешения» может быть десятикратным, то и увеличение полезно повысить приблизительно во столько же раз, т. е. сделать диаметр зрачка выхода прибора равным 0,2—0,3 мм. Такой диаметр следует считать предельным (оптимальным для измерительных приборов является зрачок диаметром примерно 0,7 мм).

Рассчитаем, например, максимальное (или полезное) увеличение светового микроскопа. Максимальная апертура микроскопа равна 1, а минимальный диаметр зрачка 0,2 мм. Фокусное расстояние такого микроскопа составляет примерно 0,1 мм, увеличение около 2000 $\times$ . Световых микроскопов больших увеличений не бывает.

**Понятие о глубине резкости изображений.** Пусть система (или глаз) с диаметром зрачка входа  $D$  сфокусирована на какую-нибудь плоскость. Одинаково резко будут видны предметы, лежащие в промежутке между двумя плоскостями (ближний и дальний планы), в которых диаметры кружков рассеяния не больше диаметров, определяемых разрешающей способностью системы (рис. 35).

Система сфокусирована на плоскость  $\theta$ , расположенную на расстоянии  $r$  от зрачка. Проведем апертурные лучи из краев зрачка в точку на оси плоскости  $\theta$ . Из центра зрачка проведем два главных луча под углом, равным углу разрешающей способности  $\varphi$ .

Точки пересечения апертурных и главных лучей определяют положения переднего и заднего планов — плоскостей I и II, ограничивающих промежуток допустимой глубины резкости.

Обозначим через  $p_1$  и  $p_2$  расстояния от зрачка до плоскостей I и II, а через  $l_1$  и  $l_2$  — расстояния между плоскостями.

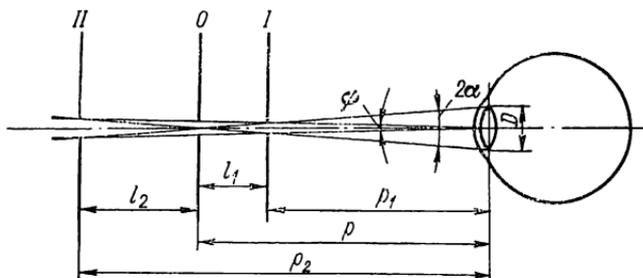


Рис. 35. Схема, поясняющая глубину резкости глаза

Из подобия соответствующих треугольников получим:

$$\frac{D}{p_1\psi} = \frac{p}{l_1}; \quad \frac{D}{p_2\psi} = \frac{p}{l_2}.$$

Учитывая, что  $p_1 = p - l_1$  и  $p_2 = p + l_2$ , получим формулы для расчета расстояний от плоскости фокусировки до зрачка:

$$\left. \begin{aligned} l_1 &= \frac{p^2\psi}{D + p\psi}; \\ l_2 &= \frac{p^2\psi}{D - p\psi} \end{aligned} \right\} \quad (122)$$

и от зрачка до переднего и заднего планов:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= \frac{pD}{D + p\psi}; \\ p_2 &= \frac{pD}{D - p\psi}. \end{aligned} \right\} \quad (123)$$

**Глубина резкости изображений систем, работающих на конечное расстояние (микроскопов).** Если расстояние по плоскости предметов невелико, то  $p\psi \ll D$ ; поэтому формулы (122) для расчета расстояний от плоскости изображений до переднего и заднего планов принимают следующий вид:

$$l_1 = l_2 = l = \frac{p^2\psi}{D}.$$

Согласно формуле (121),  $p\psi = \delta = \frac{\lambda}{2\alpha}$ , а  $\frac{p}{D} = \frac{1}{2\alpha}$ ; следовательно,

$$l = \frac{\lambda}{4\alpha^2}.$$

Формула глубины резкости будет иметь следующий вид:

$$2l = \frac{\lambda}{2\alpha^2}. \quad (124)$$

Формула (124) является универсальной для расчета теоретической глубины резкости любой оптической системы, работающей на конечное расстояние.

**Глубина резкости изображений систем, работающих на бесконечность. Начало бесконечности.** Если расстояние до плоскости предметов велико или равно бесконечности, то слагаемым  $D$  в знаменателе формул (123) можно пренебречь. Тогда получим для расчета расстояний от зрачка входа до переднего и заднего планов следующую формулу:

$$p = \pm \frac{D}{\psi}.$$

Если мысленно представить, что система сфокусирована на бесконечность, то последняя формула выявляет расстояния, начиная с которых до  $\pm\infty$  все предметы видны одинаково резко. Эти расстояния принято называть началом бесконечности:

$$p_{\infty} = \pm \frac{D}{\psi}. \quad (125)$$

Итак, начало бесконечности по абсолютной величине равно диаметру зрачка входа, деленному на выраженную в радианной мере разрешающую способность системы.

Подставив в формулу (125)  $\psi$  из выражения (118), но без учета коэффициента 1,22, получим

$$p_{\infty} = \pm \frac{D^2}{\lambda}. \quad (126)$$

Для работы в видимом свете ( $\lambda \approx 5,9 \cdot 10^{-4}$  мм) найдем выражение начала практической бесконечности через диаметр зрачка входа:

$$p_{\infty} = \pm 1700D^2. \quad (127)$$

**Глубина резкости изображений, начало бесконечности глаза.** Выше было сказано, что разрешающая способность глаза подчиняется формуле (119), но только до диаметра зрачка, равного 2 мм. Поэтому формула (124) для расчета глубины резкости и выражения (126) и (127) для определения начала бесконечности имеют для глаза ограниченное применение.

Для расчета глубины резкости глаза следует применять вытекающую из формулы (122) следующую формулу:

$$2l_r = 2 \frac{p^2 \psi_r}{D_r}. \quad (128)$$

Для определения начала бесконечности нужно пользоваться формулой

$$\rho_{r\infty} = \pm \frac{D_r}{\psi_r}. \quad (129)$$

Разрешающая способность глаза  $\psi_r$  в формулах (128) и (129) будет иметь следующие значения: при  $D_r \leq 2$  мм  $\psi_r = \frac{120}{D_r}$ , а при  $D_r > 2$  мм  $\psi_r = 60''$ .

**Примеры расчета разрешающей способности, глубины резкости и начала бесконечности.** Произведем расчет глубины резкости глаза при расстоянии до плоскости аккомодации 250 мм и диаметре зрачка 2 мм. По формуле (128)

$$2l_r = 2 \frac{250^2 \frac{120}{2} 5 \cdot 10^{-6}}{2} = 18,7 \text{ мм.}$$

Определим начало бесконечности глаза при диаметре зрачка 2 мм (аккомодация на бесконечность). По формуле (129)

$$\rho_{r\infty} = \pm \frac{2}{\frac{120}{2} 5 \cdot 10^{-6}} = \pm 6,7 \text{ м.}$$

Полученные значения бесконечности и глубины резкости невооруженного глаза нуждаются в следующем пояснении.

Любой человек может стать на расстоянии приблизительно 7 м от предмета и убедиться, что дальше этого предмета все другие предметы видны одинаково резко без переаккомодации глаза. Но так будет, если смотреть одним глазом, закрыв другой. При наблюдении двумя глазами глубина резкости становится значительно меньше (начало бесконечности больше), поскольку при этом необходимо принимать во внимание угол конвергенции между осями глаз (так называемый параллактический угол).

Опыт показывает, что при бинокулярном зрении глубина резкости сокращается приблизительно в шесть раз, а начало бесконечности во столько же раз увеличивается. Но для наблюдателя с нормальным зрением это остается незамеченным, поскольку аккомодация глаза очень быстро и самопроизвольно исключает возникающую дефокусировку от смещения предметной плоскости. Пожилые люди и люди с ненормальным зрением (неэластичность глазного хрусталика) ощущают и терпят неудобства вследствие малой глубины резкости при бинокулярном зрении.

Определим разрешающую способность и глубину резкости микроскопа, работающего в видимом свете ( $\lambda = 5,9 \cdot 10^{-4}$  мм) с апертурой  $\alpha = 0,3$ .

По формуле (121) разрешающая способность

$$\delta = \frac{5,9 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 0,3} \approx 0,001 \text{ мм.}$$

По формуле (124) глубина резкости

$$2l = \frac{5,9 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 0,3} \approx 0,003 \text{ мм.}$$

Определим начало бесконечности объектива с диаметром зрачка входа 45 мм, работающего в видимом свете.

По формуле (127) начало бесконечности

$$p_{\infty} = \pm(1700 \cdot 45^2) \text{ мм} = \pm 3,4 \text{ км.}$$

**Допустимая разрешающая способность реальных оптических систем.** Рассчитываемые по формулам (119), (121), (124) и (126) разрешающая способность, глубина резкости и начало бесконечности являются теоретическими, т. е. не может быть значений лучше тех, которые даны этими формулами.

В указанные формулы заложено условие, согласно которому идеальная волна искажается не более чем на  $1/8\lambda$ . Например, формула (126), выведенная на основании критерия Рэля, дает значение начала бесконечности как отношение квадрата диаметра зрачка входа к световой волне. Это означает, что можно приставить к системе линзу с фокусным расстоянием  $f'$ , равным  $p_{\infty}$ , не нарушая разрешающую способность. Легко видеть, что плоская волна при этом искажается на  $1/8\lambda$ .

Действительно,  $f' = p_{\infty} = \frac{D^2}{\lambda}$ , но, с другой стороны, фокусное расстояние  $f'$  как радиус сферической волны выражается через стрелу прогиба известной формулой  $f' = \frac{\left(\frac{D}{2}\right)^2}{2a}$ .

Приравняв правые части, получим допустимую стрелу прогиба волны

$$a = 1/8\lambda.$$

При искажении волны до  $1/8\lambda$  система остается безупречной. Однако в реальных системах вследствие аберраций, неоднородного материала, некачественного изготовления и сборки бывают значительно большие искажения волны. Системы считаются хорошими, если  $a \leq 1/4\lambda$ , и предельно допустимыми при  $a \leq 1/2\lambda$ . В хороших системах разрешающая способность может быть ниже теоретической на 10%, в удовлетворительных — на 15%. В малоответственных системах допускается ухудшение разрешающей способности до 50%. Соответственно глубина резкости и начало бесконечности будут отличаться от теоретических.

**Параллакс.** Это наглядное выражение глубинного зрения, заключающееся в видимом изменении положения одних предметов относительно других при перемещении глаза наблюдателя.

С явлением параллакса мы встречаемся на каждом шагу. Например, наблюдая из окна вагона движущегося поезда, мы замечаем, что ландшафт как бы вращается вокруг удаленного центра

в направлении, обратном движению поезда. Близкие предметы уходят из поля зрения быстрее, чем дальние, и поэтому создается впечатление вращения ландшафта.

Если мысленно представить, что все предметы лежат в одной плоскости или что наблюдатель потерял дар глубинного зрения и видит только одну плоскость, то явление параллакса исчезнет, не будет различных перемещений предметов относительно друг друга и эффект прекратится. Значит, возможность видения глубины перемещающихся по фронту (перпендикулярно к направлению видения) предметов—следствие параллакса. Из этого определения вытекает, что явление параллакса можно использовать для

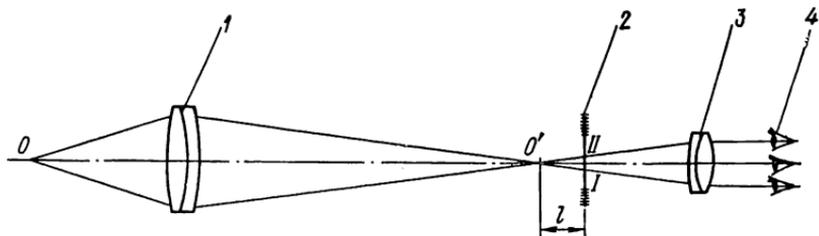


Рис. 36. Определение несовпадения двух плоскостей (параллакса) методом перемещения глаза

того, чтобы установить, насколько точно два предмета расположены в одной плоскости. Если при перемещении наблюдателя (глаза наблюдателя) перпендикулярно к направлению видения не ощущается взаимного смещения двух предметов, то оба они лежат в одной плоскости. Если смещение наблюдается, то предметы расположены не в одной плоскости. Причем точность такого эксперимента высока, поскольку критерием точности является разрешающая способность глаза при биссекторном или нониальном наведении.

Параллакс используется при юстировке оптических приборов для приведения изображения предметов в одну плоскость с сеткой или шкалой.

Пусть изображение  $O'$  точки  $O$  (рис. 36), даваемое объективом 1 микроскопа, располагается на некотором расстоянии  $l$  от шкалы 2. При перемещении глаза 4, находящегося за окуляром 3, изображение точки  $O'$  будет перемещаться вдоль шкалы из положения I в положение II. Если изображение движется в ту же сторону, что и глаз, оно дальше шкалы, если в обратную сторону — то ближе. Перемещение изображения относительно шкалы прекратится, когда изображение (точка  $O'$ ) будет совмещено с плоскостью шкалы 2. Этого и добиваются при юстировке. Таким образом, отсутствие параллакса есть гарантия правильного совмещения плоскостей в оптических приборах.

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ (СВЕТОВОЙ) РАСЧЕТ  
ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ — ОБЪЕМНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ  
В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ**

### 19. Основные светотехнические величины и их выражение

**Понятие о телесных углах.** Для объемной оценки элементарных пучков лучей введено понятие о телесном угле.

Количественной мерой телесного угла данного пучка является отношение площади, вырезанной пучком на поверхности сферы, описанной из его вершины, к квадрату радиуса этой сферы. Телесные углы измеряются в стерadianах. Одному стерadianу равен телесный угол, вырезающий на поверхности сферы участок площадью, равной квадрату радиуса этой сферы. Следовательно, телесный угол сферы равен  $4\pi$  стер. Обозначим телесный угол через  $\omega$ .

Согласно определению,

$$\omega = \frac{S_{\text{ш}}}{R^2}, \quad (130)$$

где  $S_{\text{ш}}$  — площадь участка на шаровой поверхности;  $R$  — радиус шара.

Значения телесных углов в зависимости от плоских углов даны в табл. 17. Для расчета приведенных в таблице данных в формулу (130) подставлялась площадь кругового сегмента  $S_{\text{ш}} = 2\pi hR$ , где  $h = R \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2}\right)$  — стрела прогиба дуги. Отсюда

$$\omega = 2\pi (1 - \cos \alpha/2).$$

Телесный угол пучка с плоским углом  $65^\circ 30'$  равен 1 стер.

Для пучков лучей с круглыми основаниями можно пользоваться следующей приближенной формулой:

$$\omega_{\text{кр}} \approx \frac{1}{4} \pi \alpha^2,$$

где  $\alpha$  — плоский угол в рад.

В табл. 17 приводится также коэффициент  $\eta$ , равный отношению данного телесного угла к телесному углу шара:

$$\eta = \frac{\omega}{4\pi} \approx \frac{1}{16} \alpha^2.$$

Для элементарных пучков с прямоугольными основаниями телесные углы приблизительно равны произведению двух плоских углов, выраженных в радианах:

$$\omega_{\text{пр}} \approx \alpha_1 \alpha_2.$$

$\alpha, \dots^\circ$	$\omega_{кр}, \text{ стер}$	$\eta$	$\alpha, \dots^\circ$	$\omega_{кр}, \text{ стер}$	$\eta$
1	0,000239	0,0000190	145	4,392	0,350
2	0,000956	0,0000761	150	4,655	0,371
3	0,002150	0,0001710	155	4,921	0,392
4	0,003830	0,0003050	160	5,190	0,413
5	0,005980	0,0004760	165	5,460	0,435
10	0,023900	0,0019000	170	5,732	0,456
15	0,053700	0,0042000	175	6,006	0,478
20	0,095400	0,0076000	180	6,280=2 $\pi$	0,500
25	0,149000	0,0119000	185	6,554	0,522
30	0,214000	0,0170000	190	6,828	0,544
35	0,291000	0,0232000	195	7,100	0,565
40	0,379000	0,0302000	200	7,370	0,587
45	0,478000	0,0381000	205	7,639	0,608
50	0,588000	0,0468000	210	7,905	0,629
55	0,710000	0,0565000	215	8,168	0,650
60	0,842000	0,0670000	220	8,428	0,671
65	0,983000	0,0783000	225	8,683	0,691
65° 30'	1,000000	$0,0796 = \frac{1}{4\pi}$	230	8,934	0,711
			235	9,179	0,731
70	1,135000	0,0904000	240	9,420	0,750
75	1,297000	0,1030000	245	9,654	0,769
80	1,470000	0,1170000	250	9,882	0,787
85	1,650000	0,1310000	255	10,103	0,804
90	1,839	0,146	260	10,317	0,821
95	2,037	0,162	265	10,523	0,838
100	2,243	0,179	270	10,721	0,854
105	2,457	0,196	275	10,910	0,869
110	2,678	0,213	280	11,090	0,883
115	2,906	0,231	285	11,263	0,897
120	3,140	0,250	290	11,425	0,912
125	3,381	0,269	295	11,577	0,922
130	3,626	0,289	300	11,719	0,933
135	3,877	0,309	305	11,850	0,943
140	4,132	0,329	310	11,972	0,953
			315	12,082	0,962

$\alpha, \dots^\circ$	$\omega_{кр}, \text{ стер}$	$\eta$	$\alpha, \dots^\circ$	$\omega_{кр}, \text{ стер}$	$\eta$
320	12,181	0,970	345	12,506	0,996
325	12,269	0,977	350	12,536	0,998
330	12,346	0,983	355	12,554	0,999
335	12,411	0,988	360	12,560=4 $\pi$	1,000
340	12,465	0,992			

**Энергетическая (лучевая) емкость систем.** Пусть свет проходит через две находящиеся на расстоянии друг от друга диафрагмы (рис. 37), образуя световую трубку.

На основании закона независимого распространения света из каждой точки площади отверстия первой диафрагмы идут, не мешая друг другу, элементарные пучки лучей с телесными углами, соответствующими площади отверстия второй диафрагмы, и наоборот. Иначе говоря, имеет место взаимное освещение площадей каждой диафрагмы всеми точками. Отсюда вытекает, что световая вместительность — энергетическая емкость системы — равна сумме всех телесных углов, т. е. произведению площади отверстия первой диафрагмы на телесный угол, определяемый второй, и наоборот.

Поскольку при больших отверстиях телесные углы из каждой точки не равны телесному углу из центра отверстия, то указанное произведение справедливо лишь для малых отверстий. Но в этом случае можно заменить шаровые поверхности плоскими. Тогда, согласно формуле (130), энергетическая емкость при параллельных диафрагмах, перпендикулярных к оси световой трубки,

$$\Delta C_0 = \Delta S_1 \Delta \omega_2 = \frac{\Delta S_1 \Delta S_2}{l^2}. \quad (131)$$

Если наклонить одну диафрагму или повернуть ее вокруг центра второй на угол  $\varphi$ , то энергетическая емкость

$$\Delta C_n = \Delta S_1 \Delta \omega_2 \cos \varphi. \quad (132)$$

Если сместить одну диафрагму в ее плоскости, то благодаря появляющемуся наклону обеих диафрагм относительно оси

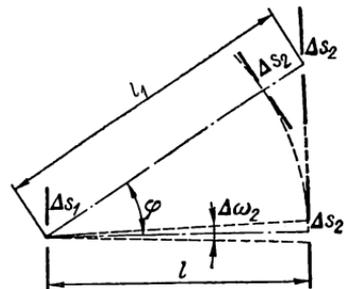


Рис. 37. К выводу формулы лучевой емкости оптической системы и закона косинусов

световой трубки на угол  $\varphi$ , а также вследствие того, что  $l_1 = \frac{l}{\cos \varphi}$ , получим

$$\Delta C_c = \frac{\Delta s_1 \cos \varphi \Delta s_2 \cos \varphi}{\frac{l^2}{\cos^2 \varphi}} = \Delta s_1 \Delta \omega_2 \cos^4 \varphi. \quad (133)$$

**Световой поток, закон косинусов.** Емкостная характеристика говорит лишь о вместительности систем по отношению к лучам. Для получения энергетической характеристики светового потока необходимо емкость умножить на яркость. Поэтому световой поток трубки выражается следующими формулами:

для повернутой диафрагмы

для смещенной диафрагмы

$$\Delta \Phi_{II} = B \Delta s_1 \Delta \omega_2 \cos \varphi; \quad (134)$$

для повернутой диафрагмы

$$\Delta \Phi_c = B \Delta s_1 \Delta \omega_2 \cos^4 \varphi. \quad (135)$$

Зависимость локального светового потока (освещенности) от четвертой степени косинуса угла поля есть закон Ламберта, часто называемый законом косинусов.

**Световой поток из элементарной площадки излучающего объекта, проходящий через круглый зрачок входа оптической системы.** Пусть площадка размером  $\Delta s$  излучает свет в круглый зрачок входа системы, расположенный на расстоянии  $l$  от излучающей площадки (рис. 38). Из каждой точки излучающей площадки в зрачок входа поступают элементарные пучки лучей с основанием, равным зрачку входа. Обозначим апертурный угол через  $\alpha$ . Выделим бесконечно тонкий пучок лучей с телесным углом  $d\omega$ , симметричный относительно прямой  $AB$ , идущей под углом  $\varphi$  к оси  $AB$ . Пусть плоскость треугольника  $ABB$  образует с некоторой нулевой плоскостью (плоскость чертежа) двугранный угол  $\psi$ . Опишем из точки  $A$  сферу радиусом  $l$ . Выделим на сфере основание бесконечно тонкого пучка в виде прямоугольника со сторонами  $da$  и  $db$ .

Телесный угол

$$d\omega = \frac{da db}{l^2}.$$

Выразим  $da$  и  $db$  через приращения углов  $d\varphi$  и  $d\psi$ . Учитывая, что основание бесконечно тонкого пучка лежит на сфере радиу-

сом  $l$  и что плоскость зрачка перпендикулярна к направлению  $AB$ , получим:

$$da = l d\varphi; \quad db = r d\psi = l \sin \varphi d\psi.$$

Подставив эти данные, найдем

$$d\omega = \sin \varphi d\varphi d\psi.$$

Помня, что угол  $\varphi$  на рис. 37 и 38 один и тот же, на основании формулы (134) получим дифференциал светового потока

$$d\Phi = B \Delta s \sin \varphi d\varphi d\psi \cos \varphi.$$

Проинтегрируем последнюю формулу по площади зрачка:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= B\Delta s \int_{\psi=0}^{\psi=2\pi} d\psi \int_{\varphi=0}^{\varphi=\alpha} \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = \\ &= 2\pi B\Delta s \frac{1}{4} \int_{\varphi=0}^{\varphi=\alpha} 2 \sin 2\varphi d\varphi = \frac{1}{2} \pi B\Delta s | -\cos 2\varphi |_{\varphi=0}^{\varphi=\alpha} = \\ &= \frac{1}{2} \pi B\Delta s (1 - \cos 2\alpha) = \pi B\Delta s \sin^2 \alpha. \end{aligned}$$

Итак, световой поток из элементарной площадки излучающего объекта, проходящий через круглый зрачок входа оптической системы, выражается формулой

$$\Delta\Phi = \pi B\Delta s \sin^2 \alpha. \quad (136)$$

Формула (136) является основной и самой важной при расчете энергетических данных оптических систем. В различных вариациях она будет встречаться много раз. Проанализируем эту формулу.

Для излучающих объектов конечных размеров формула (136) дает точные результаты только при небольших размерах площадки  $\Delta s$ , но излучающие объекты преимущественно имеют конечные размеры, для которых точность формулы (136) низка. Как быть в этом случае?

На основании закона косинусов (135) при переходе от центра к краям поля зрения локальный поток (освещенность) будет меняться пропорционально четвертой степени косинуса угла  $\gamma$

между направлением из центра зрачка в данную точку предмета (главным лучом) и оптической осью.

Следовательно, в формулу (136) должен быть введен коэффициент, зависящий от  $\cos^4 \gamma$ . Определим этот коэффициент, обозначив его через  $k_1$ .

Построим график зависимости между  $\gamma$  и  $\cos^4 \gamma$  (рис. 39). Коэффициент  $k_1$  равен отношению площади, заключенной между осью ординат, параллельной ей прямой, проходящей через соответствующий угол  $\gamma$ , и участком кривой между ними, т. е. площади криволинейной трапеции, к площади соответствующего прямоугольника и выражается следующей формулой:

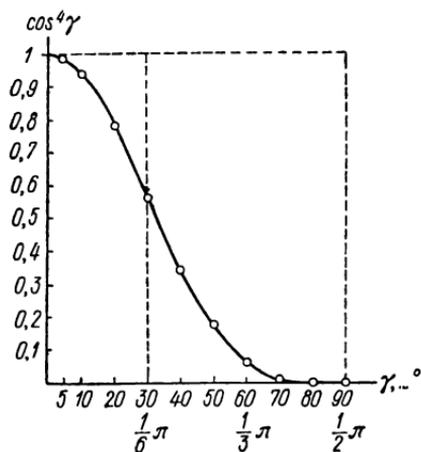


Рис. 39. График для определения коэффициента в формуле светового потока, зависящего от  $\cos^4 \gamma$

$$k_1 = \frac{\int_0^\gamma \cos^4 \gamma_1 d\gamma_1}{\gamma}.$$

После преобразования получим

$$k_1 = \frac{\int_0^\gamma \left( 3 d\gamma_1 + 2 \cos 2\gamma_1 d2\gamma_1 + \frac{1}{4} \cos 4\gamma_1 d4\gamma_1 \right)}{8\gamma}.$$

После решения интеграла имеем

$$k_1 = 0,375 + \frac{2 \sin 2\gamma + \frac{1}{4} \sin 4\gamma}{8\gamma}. \quad (137)$$

По формуле (137) рассчитаем коэффициент  $k_1$  для ряда значений угла  $\gamma$  (табл. 18).

На основании полученных результатов можно заключить, что для приближенного расчета коэффициента  $k_1$  (с точностью до 5%) можно пользоваться такими соотношениями:

$$\text{при } \gamma = 0 \div 50^\circ \quad k_1 \approx \cos \gamma;$$

$$\text{при } \gamma = 50 \div 90^\circ \quad k_1 \approx 1,4 - \sin \gamma.$$

Теперь можно написать формулу для расчета полного светового потока  $\Phi$  при конечных размерах излучающих объектов:

$$\Phi = k_1 \pi B S \sin^2 \alpha, \quad (138)$$

где  $k_1$  — коэффициент, рассчитываемый по формуле (137);  $S$  — полная площадь излучающего объекта.

$\gamma, \dots$	$\gamma$ , рад	$\cos \gamma$	$\cos^4 \gamma$	$k_1$ [фор- мула (137)]	$\gamma, \dots$	$\gamma$ , рад	$\cos \gamma$	$\cos^4 \gamma$	$k_1$ [фор- мула (137)]
0	0	1	1	1	50	$\frac{1}{3,6} \pi$	0,643	0,171	0,645
5	$\frac{1}{36} \pi$	0,996	0,985	0,995	60	$\frac{1}{3} \pi$	0,500	0,0625	0,556
10	$\frac{1}{28} \pi$	0,985	0,941	0,980	70	$\frac{1}{2,5714} \pi$	0,342	0,0137	0,481
20	$\frac{1}{9} \pi$	0,940	0,780	0,924	80	$\frac{1}{2,25} \pi$	0,174	0,00097	0,422
30	$\frac{1}{6} \pi$	0,866	0,562	0,840	90	$\frac{1}{2} \pi$	0	0	0,375
40	$\frac{1}{4,5} \pi$	0,766	0,344	0,743					

## 20. Формулы для расчета светотехнических величин

Две приближенные формулы для расчета светового потока от излучающих объектов конечных размеров. Опишем из центра зрачка входа сферу радиусом, равным расстоянию  $l$  от зрачка до плоскости предметов. Направим из центра зрачка входа конический пучок лучей с углом, равным углу поля зрения  $2\gamma$ . Этот пучок вырежет на поверхности сферы сегментный участок площадью  $S_{\text{ш}}$ . Если в формулу (136) вместо малой площадки  $\Delta s$  подставить площадь сферического сегмента  $S_{\text{ш}}$ , то получим формулу для расчета светового потока, дающую результаты, близкие к формуле (138):

$$\Phi = \pi B S_{\text{ш}} \sin^2 \alpha. \quad (139)$$

Площадь  $S_{\text{ш}}$  сферического сегмента рассчитывается по формуле

$$S_{\text{ш}} = 4l^2 \eta,$$

где  $\eta$  — коэффициент из табл. 17 (считая  $\alpha = 2\gamma$ ).

Определим степень неточности формулы (139), сравнив ее с формулой (138).

Для удобства сравнения преобразуем обе формулы. Подставим в формулу (138) площадь  $S$ , выраженную через расстояние до зрачка  $l$  и поле  $\gamma$ :

$$\Phi_{(138)} = k_1 (l \operatorname{tg} \gamma)^2 \pi^2 B \sin^2 \alpha.$$

Заменим  $S_{\text{ш}}$  в формуле (139):

$$\Phi_{(139)} = 4l^2 \eta \pi^2 B \sin^2 \alpha.$$

Относительная погрешность формулы (139) в %

$$\Delta_{(139)} = \left( \frac{\Phi_{(139)}}{\Phi_{(138)}} - 1 \right) 100.$$

Значения  $\Delta_{(139)}$  в зависимости от значений угла  $2\gamma$  даны в табл. 19.

Для вывода второй приближенной формулы обратимся к формуле (134) и сравним ее с формулой (136).

ТАБЛИЦА 19

$2\gamma, \dots^\circ$	$\eta$ при $2\gamma = \alpha$ (табл. 17)	$k_1$ (табл. 18)	$\Delta_{(139)},$ %	$\Delta_{(140)},$ %
20	0,00760	0,980	0	0,5
30	0,01700	0,947	0	2
40	0,03020	0,924	-1	2
60	0,06700	0,840	-4	3
80	0,11700	0,743	-11	3
100	0,17900	0,645	-22	0
120	0,25000	0,556	-40	-10
140		0,481		-29

В результате сравнения получается

$$\Delta\omega_2 \cos \varphi = \frac{\Delta s_2}{l^2} \cos \varphi \approx \pi \sin^2 \varphi.$$

По аналогии можно написать

$$\frac{\Delta s_1}{l^2} \cos \gamma = \pi \sin^2 \gamma.$$

После умножения и деления формулы (136) на  $\frac{\cos \gamma}{l^2}$  (помня, что  $\Delta s_1 = \Delta s$ ) получим вторую приближенную формулу для расчета полного светового потока, дающую результаты,

весьма близкие к результатам, даваемым точной формулой (138):

$$\Phi \approx \pi^2 l^2 B \frac{1}{\cos \gamma} \sin^2 \alpha \sin^2 \gamma.$$

После умножения и деления на  $\text{tg}^2 \gamma$ , учтя, что  $\pi l^2 \text{tg}^2 \gamma = S$ , найдем

$$\Phi = \cos \gamma \pi B S \sin^2 \alpha. \quad (140)$$

Определим степень неточности формулы (140) в % путем сравнения ее с формулой (138):

$$\Delta_{(140)} = \left( \frac{\Phi_{(140)}}{\Phi_{(138)}} - 1 \right) 100 = \left( \frac{\cos \gamma}{k_1} - 1 \right) 100.$$

Из табл. 18 следует, что при значениях угла  $2\gamma$ , достигающих  $100^\circ$ ,  $k_1 \approx \cos \gamma$ , поэтому можно сказать заранее, что  $\Delta_{(140)}$  близка к нулю и формула (140) пригодна для расчета световых потоков оптических систем с весьма большим полем зрения.

Рассчитанные значения относительных погрешностей  $\Delta_{(140)}$  в зависимости от величины угла  $2\gamma$  представлены в табл. 19.

Итак, для расчета светового потока от источников конечных размеров в зрачки конечных размеров мы имеем точную формулу (138), содержащую коэффициент  $k_1$ , и приближенные фор-

мулы (139) и (140) без коэффициента  $k_1$ . Формула (139) дает результаты с точностью до 10% при углах поля зрения  $2\gamma \leq 80^\circ$ , а формула (140) пригодна для расчетов с той же точностью при  $2\gamma \leq 120^\circ$ .

Наиболее применимой следует считать формулу (140), в которую кроме яркости  $B$  входят только геометрические параметры систем: площадь предмета  $S$ , угол поля зрения  $\gamma$  и апертурный угол  $\alpha$ .

Следовательно, удалось найти простую формулу для расчета светового потока почти всех реальных систем (поле зрения больше  $120^\circ$  бывает очень редко).

Доказано, что световой поток в оптических системах практически пропорционален первой степени косинуса полевого угла.

Если излучающие объекты имеют бесконечно малые размеры, то формула (130) теряет смысл.

Но если поделить  $\Delta\Phi$  на  $\Delta s$  (еще до того, как эти величины стали равными нулю), то получим величину, характеризующую освещенность в точке, которой можно пользоваться при энергетических расчетах:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta s} = \pi B \sin^2 \alpha. \quad (141)$$

**Формула элементарного светового потока для пространства изображений.** Для получения формулы элементарного светового потока в пространстве изображений  $\Delta\Phi'$  можно воспользоваться законом сохранения энергии. На основании его можно написать

$$\Delta\Phi' = k_2 \Delta\Phi, \quad (142)$$

где  $k_2$  — коэффициент, определяющий потери в оптической системе вследствие поглощения, отражения и рассеяния, называемый коэффициентом светопропускания (расчет коэффициента  $k_2$  будет приведен ниже).

Подставив в выражение (142)  $\Delta\Phi$  из формулы (136), получим

$$\Delta\Phi' = k_2 \pi B \Delta s \sin^2 \alpha. \quad (143)$$

С другой стороны, прибегнув к тому же методу, какой был использован при выводе формулы (136), в применении к пространству изображений получим

$$\Delta\Phi' = \pi B' \Delta s' \sin^2 \alpha',$$

где  $B'$  — яркость изображения;  $\Delta s'$  — сопряженная площадка в плоскости изображений;  $\alpha'$  — апертурный угол в пространстве изображений.

Учитывая, что согласно закону Кирхгофа яркости относятся как квадраты показателей преломления соответствующих сред:

$$\frac{B'}{B} = k_2 \left( \frac{n'}{n} \right)^2,$$

запишем

$$\Delta\Phi' = k_2\pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B\Delta s' \sin^2 \alpha'. \quad (144)$$

Когда среды пространства предметов и пространства изображений одинаковые, то  $n' = n$  и формула принимает вид

$$\Delta\Phi' = k_2\pi B\Delta s' \sin^2 \alpha'.$$

**Формула светового потока для пространства изображений.** В случае изображений конечных размеров в формулу (137) войдет полевой угол пространства изображений  $\gamma'$ :

$$k'_1 = 0,375 \frac{2 \sin 2\gamma' + \frac{1}{4} \sin 4\gamma'}{8\gamma'}. \quad (145)$$

В табл. 18 коэффициент  $k_1$  должен быть заменен коэффициентом  $k'_1$ , а угол  $\gamma$  — углом  $\gamma'$ .

В формулу (138) войдут коэффициенты  $k'_1$  и  $k_2 \left( \frac{n'}{n} \right)^2$  (на основании закона Кирхгофа), площадь изображения  $S'$  и задний апертурный угол  $\alpha'$ :

$$\Phi' = k'_1 k_2 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 BS' \sin^2 \alpha'. \quad (146)$$

Формула (140) примет вид

$$\Phi' \approx \cos \gamma' k_2 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 BS' \sin^2 \alpha'. \quad (147)$$

**Закон синусов.** На основании формул (143) и (144) можно записать

$$\frac{\left( \frac{n'}{n} \right)^2 \sin^2 \alpha'}{\sin^2 \alpha} = \frac{\Delta s'}{\Delta s}.$$

Поскольку отношение площадей есть квадрат линейного увеличения

$$\frac{\Delta s'}{\Delta s} = v^2,$$

напишем

$$v = \frac{n \sin \alpha}{n' \sin \alpha'}. \quad (148)$$

Формула (148) есть энергетическое выражение закона синусов. Физический смысл закона синусов заключается в том, что при наблюдении в оптической системе условия (148) весь световой поток, вышедший из площадки  $\Delta s$ , придет на площадку  $\Delta s'$ .

Ранее, в геометрической оптике, формула линейного увеличения имела следующий вид:  $v = \frac{n\alpha}{n'\alpha'}$  [это — формула (29), но в ней предполагалось, что  $n' = n$ ,  $\alpha = u$ ,  $\alpha' = u'$ ].

Таким образом, энергетический расчет конкретизировал формулу геометрической оптики, дал возможность определить увеличительную способность системы для лучей с реальными апертурными углами.

Из формулы (147) следует, что увеличение системы (объектива) имеет вполне конкретный предел, поскольку  $\sin \alpha$  не может быть больше единицы, а  $\sin \alpha'$  имеет вполне определенный минимум, который в визуальных приборах вытекает из минимального диаметра зрачка выхода системы (см. п. 18). Из этой же формулы видно, что для повышения увеличительной способности системы необходимо, чтобы показатель преломления среды пространства предметов был как можно больше единицы; отсюда вытекает целесообразность применения иммерсионных объективов.

**Формулы освещенности изображений.** В отличие от светового потока, который в соответствии с законом сохранения энергии остается неизменным (за вычетом указанных выше потерь) в любом пространстве (любой плоскости) данной системы, освещенность в плоскости изображений не равна освещенности в плоскости предметов. Освещенности в сопряженных плоскостях зависят от увеличения между ними.

Но это справедливо для предметов, имеющих конечные размеры. Когда же предметы становятся такими малыми, что они могут быть приравнены к точкам, освещенность в плоскости изображений становится равной освещенности в плоскости предметов независимо от увеличения.

Это объясняется тем, что при «точечных» объектах может быть только локальный световой поток, а световой поток постоянен для всех плоскостей данной системы.

Заметим, кстати, что «внутри точки» есть свое распределение энергии, но оно, согласно теории Эри, неравномерно, и потому об освещенности внутри точки можно говорить только условно.

Однако, если ввести понятие «средняя внутриточечная освещенность», то она как категория освещенности будет переменной от плоскости к плоскости в соответствии с увеличением.

На основании формулы (136) освещенность центральной (осевой) части предметной плоскости

$$E_{\text{ц}} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta s} = \pi B \sin^2 \alpha.$$

Для любого места плоскости изображения, согласно закону Ламберта, имеем

$$E' = \cos^4 \gamma' \frac{\Delta\Phi'}{\Delta s'}.$$

Но поскольку по формуле (142)  $\Delta\Phi' = k_2 \Delta\Phi$ , а отношение площадей равно квадрату увеличения, т. е.  $\frac{\Delta s'}{\Delta s} = v^2$ , то для объектов конечных размеров

$$E'_k = \cos^4 \gamma' \frac{k_2}{v_2} \frac{\Delta\Phi}{\Delta s} = \cos^4 \gamma' k_2 \pi B \frac{\sin^2 \alpha}{v^2}. \quad (149)$$

Подставив, согласно формуле (148),  $\sin^2 \alpha = v^2 \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \sin^2 \alpha'$ , найдем

$$E'_k = \cos^4 \gamma' k_2 \pi \left(\frac{n'}{n}\right)^2 B \sin^2 \alpha'. \quad (150)$$

Заменим в формуле (150)  $\sin \alpha'$  на  $\operatorname{tg} \alpha' \cos \alpha'$  и, учтя, что  $\operatorname{tg} \alpha' = \frac{D'}{2l'}$  ( $D'$  — диаметр зрачка выхода;  $l'$  — расстояние от зрачка выхода до плоскости изображения);  $1/4 \pi D'^2 = S'_{зр}$  ( $S'_{зр}$  — площадь зрачка выхода), получим

$$E'_k = \cos^4 \gamma' \cos^2 \alpha' k_2 \left(\frac{n'}{n}\right)^2 B \frac{S'_{зр}}{l'^2}. \quad (151)$$

Из формулы (151) вытекает, что освещенность в плоскости изображения прямо пропорциональна площади зрачка выхода и обратно пропорциональна квадрату расстояния от зрачка выхода до плоскости изображения.

Формулы (149) и (150) относятся к источникам конечных размеров. Если источник «точечный», то, как было сказано, освещенность (локальный световой поток) в плоскости изображений равна освещенности в плоскости предметов с учетом потерь в оптической системе:

$$E'_t = \cos^4 \gamma' \frac{\Delta\Phi'}{\Delta s'} = \cos^4 \gamma' k_2 \frac{\Delta\Phi}{\Delta s} = \cos^4 \gamma' k_2 \pi B \sin^2 \alpha. \quad (152)$$

После учета закона синусов [формула (148)] получим

$$E'_t = \cos^4 \gamma' k_2 \pi \left(\frac{n'}{n}\right)^2 B v^2 \sin^2 \alpha'. \quad (153)$$

Для протяженных объектов по аналогии можно написать

$$E'_n = \cos^4 \gamma' k_2 \pi B \frac{\sin^2 \alpha}{v}$$

и

$$E'_n = \cos^4 \gamma' k_2 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B v \sin^2 \alpha'.$$

Итак, формулы освещенности изображений объектов конечной величины отличаются от формул освещенности изображений точечных и протяженных объектов. Объясним физический смысл этого явления.

Пусть система работает с определенным увеличением  $v$  и определенным задним апертурным углом  $\alpha'$ , тогда передний апертурный угол тоже будет вполне определенным ( $\alpha = \alpha'v$ ). Повысим увеличение системы, не изменяя величину заднего апертурного угла  $\alpha'$ . Но тогда обязательно увеличится передний апертурный угол  $\alpha$  и из «точки» объекта в систему пойдет больше света. Куда пойдет этот дополнительный свет? Поскольку угол  $\alpha'$  не изменился, то размер изображения точки тоже не изменился [см. формулу (121)] и дополнительный свет пойдет в точку того же размера, т. е. в результате повышения увеличения в изображение точки данного размера вольтется дополнительный свет и, следовательно, она станет ярче.

Итак, в результате повышения увеличения при заданном заднем апертурном угле в точку постоянного размера вливается дополнительный, поступающий из предметной точки (вследствие увеличения переднего апертурного угла) свет и яркость изображения точки растет. В данном случае меняется и «точечная» и «внутриточечная» освещенность.

Совершенно иначе обстоит дело, если объект имеет конечные размеры. В этом случае в результате повышения увеличения при постоянном заднем апертурном угле световой поток тоже увеличивается, но одновременно и в той же пропорции увеличивается площадь изображения, поэтому освещенность (яркость) изображения остается неизменной.

Пусть система при данном увеличении  $v$  имеет определенный передний апертурный угол  $\alpha$ . Тогда задний апертурный угол  $\alpha' = \frac{\alpha}{v}$ . Повысим увеличение системы, оставив передний апертурный угол  $\alpha$  неизменным. Тогда задний апертурный угол  $\alpha'$  уменьшится. На первый взгляд кажется, что освещенность точки должна уменьшиться. Но это не так. Поскольку произведение  $v \sin \alpha'$  останется неизменным, то неизменной останется и «точечная» освещенность [а формула (153) определяет только ее]. Локальный световой поток, идущий в изображение точки, не изменится, а «внутриточечная» освещенность благодаря изменению размера точки [см. формулу (121)], изменится. Освещенность же изображений объектов, имеющих конечные размеры, уменьшится, поскольку уменьшился задний апертурный угол.

Итак, если увеличение изменяется за счет изменения переднего апертурного угла, то изменяется и «точечная» и «внутриточечная» освещенность. Если же увеличение изменяется за счет изменения заднего апертурного угла, то изменяется только «внутриточечная» освещенность. Освещенность изображений объектов, имеющих конечные размеры, в первом случае остается неизменной, во втором — изменяется.

Поделив формулу (152) на выражение (149) или формулу (153) на выражение (150), получим  $\frac{E'_T}{E_K} = v^2$ . На основании этого

может показаться, что, когда на фоне какого-либо изображения (например, дневного неба) необходимо выделить изображение точки (например, звезды), надо применять системы как можно большего увеличения.

Такой вывод не является безусловным. Если задний апертурный угол системы завышен по сравнению с дифракционным критерием (например, диаметр выходного зрачка телескопа больше 2 мм), то повышать увеличение и убавлять задний апертурный угол до оптимального значения имеет смысл, так как благодаря «относительному постоянству» размера изображения точки ее яркость не меняется, а яркость изображения фона будет уменьшаться; контраст, таким образом, будет расти. Дальнейшее же повышение увеличения теряет смысл, так как одновременно с уменьшением яркости фона уменьшается и яркость точки.

Следовательно, увеличение системы должно быть таким, чтобы задний апертурный угол соответствовал дифракционному критерию. По формуле (121) определяется задний апертурный угол. Передний же апертурный угол выбирается из конструктивных соображений. Поделив теперь передний апертурный угол на задний, получим оптимальное увеличение.

## 21. Освещенность изображений бесконечно удаленных объектов. Светосила оптической системы

**Предметы конечных размеров, относительное отверстие.** Если предмет удален в бесконечность, то в формулу (149) вместо  $\sin \alpha$  следует подставлять  $\alpha = \frac{D}{2x}$ , где  $D$  — диаметр зрачка входа, а  $x$  — расстояние до предмета, пока оно еще не равно бесконечности.

В свою очередь  $v = -\frac{f}{x} = \frac{n}{n'} f' \frac{1}{x}$ .

Подставив  $v$  в формулу (149), получим

$$E'_{K\infty} = \cos^4 \gamma' k_2 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B \left( \frac{D}{2f'} \right)^2. \quad (154)$$

Если сравним формулу (154) с формулой (150), которая, естественно, справедлива и для бесконечно удаленного объекта, то получим

$$\sin \alpha' = \frac{D}{2f'}.$$

Но синус угла  $\alpha'$  может быть равен отношению полудиаметра зрачка входа к фокусному расстоянию  $f'$  только в том случае, если расстояния от точки пересечения луча с оптической осью до точки пересечения того же луча с его продолжением из пространства предметов равны для любых точек зрачка.

А это значит, что плоская волна пространства предметов превращается в сферическую волну в пространстве изображений, что для идеальных систем обязательно.

Итак, освещенность изображений бесконечно удаленных предметов, имеющих конечные размеры, пропорциональна квадрату отношения диаметра зрачка входа к фокусному расстоянию.

Это отношение часто называется относительным отверстием.

**«Точечные» предметы.** Для вывода формулы освещенности (локального светового потока) изображения бесконечно удаленного точечного предмета подставим в формулу (153)  $v = -\frac{f}{x} = -\frac{n}{n'} f' \frac{1}{x}$  и, на основании только что изложенного,  $\sin \alpha' = \frac{D}{2f'}$ , тогда получим

$$E'_{\tau\infty} x^2 = \frac{1}{4} \cos^4 \gamma' k_2 \pi B D^2. \quad (155)$$

Освещенность изображения бесконечно удаленного точечного предмета пропорциональна квадрату диаметра зрачка входа.

Таким образом, локальный световой поток от бесконечно удаленных точечных предметов (например, звезды) пропорционален площади зрачка входа (к квадрату его диаметра) и не зависит от фокусного расстояния системы.

**Средняя внутриточечная освещенность.** Если говорить о средней внутриточечной освещенности  $[E'_{\tau}]$ , которая равна локальному световому потоку  $E'_{\tau}$  деленному на площадь «точки»  $S_{\tau}$ , определяемую в соответствии с формулой (121) как

$$S_{\tau} = \frac{1}{4} \pi \left( \frac{\lambda}{2 \sin \alpha'} \right)^2,$$

то из формулы (153) получим

$$[E'_{\tau}] = \frac{E'_{\tau}}{S_{\tau}} = \frac{16}{\lambda^2} \cos^4 \gamma' k_2 \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B v^2 \sin^4 \alpha'. \quad (156)$$

После подстановки  $v = \frac{n}{n'} f' \frac{1}{x}$  и  $\sin \alpha' = \frac{D}{2f'}$  для бесконечно удаленных точек получим

$$[E'_{\tau_{\infty}} x^2] = \frac{1}{\lambda^2} \cos^4 \gamma' k_2 B \frac{D^4}{f'^2}. \quad (157)$$

Итак, средняя внутриточечная освещенность изображения бесконечно удаленного точечного объекта (например, звезды) прямо пропорциональна четвертой степени диаметра зрачка входа и обратно пропорциональна квадрату фокусного расстояния. Это объясняется следующим: если увеличить диаметр зрачка входа, например, в два раза, то локальный световой поток увеличится в четыре раза, при этом площадь точки уменьшится тоже в четыре раза. Следовательно, средняя внутриточечная освещенность вырастет в 16 раз пропорционально четвертой степени диаметра зрачка входа. Изменение же фокусного расстояния вызывает только изменение площади точки и, как уже говорилось, не влияет на локальный световой поток, поэтому величина фокусного расстояния входит в формулу во второй степени.

**Диаметры и фокусные расстояния объективов астрономических телескопов.** Для астрономических телескопов, предназначенных для собирания как можно больших локальных световых потоков от звезд, необходимо, как это видно из формулы (155), обеспечить возможно больший диаметр зрачка входа (объектива).

Из формулы (157) видно, что для достижения повышенной внутриточечной освещенности надо брать фокусное расстояние объектива малым. Большой диаметр и малое фокусное расстояние оптической системы обеспечить трудно, в связи с этим требования, вытекающие из формул (155) и (157), в известной мере, исключают друг друга.

Но так как в подавляющем числе случаев исследователя интересует локальный световой поток в изображении точки (звезды), а не внутриточечная освещенность, то доминирующим параметром является диаметр объектива, а фокусное расстояние определяется в зависимости от величины диаметра так, чтобы обеспечить оптимальное относительное отверстие, которое должно быть от 1 : 10 — для малых до 1 : 3 для больших телескопов.

**Светосила оптической системы.** Под термином *светосила* имеется в виду отношение яркости (освещенности) изображения к яркости предмета.

В связи с этим для перехода от освещенности к светосиле надо все формулы, выражающие освещенность изображения, поделить на величину яркости предмета  $B$ , т. е.

$$H = \frac{E'}{B}. \quad (158)$$

На основании формулы (150) можно сделать общее заключение о том, что светосила оптической системы пропорциональна квад-

рату синуса заднего апертурного угла. Следовательно, повышение светосилы системы связано с увеличением заднего апертурного угла.

В том случае, когда система работает на бесконечность [формула (154)], светосила пропорциональна квадрату отношения диаметра зрачка входа к фокусному расстоянию. Отношение диаметра зрачка входа к фокусному расстоянию оптической системы носит название *относительного отверстия*.

Часто это отношение называют светосилой, поскольку она зависит от относительного отверстия; но это не одно и то же.

Относительным отверстием характеризуются все объективы, работающие на бесконечность, например, фотографические объективы. Оно показывает, во сколько раз фокусное расстояние больше диаметра зрачка входа системы. Чем больше относительное отверстие, тем большую светосилу имеет объектив, тем он более сложный и дорогой.

Относительные отверстия фотографических объективов непрерывно увеличиваются: так, с 1900 г. по настоящее время оно выросло от 1 : 6,3 до 1 : 1,2.

**Формула светового потока в пространстве изображений с учетом виньетирования.** Если в формуле (146) предусмотреть зависящий от распределения виньетирования по полю коэффициент  $k_3$ , то получим следующую полную формулу для светового потока в пространстве изображений оптической системы:

$$\Phi' = k_1' k_2 k_3 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B S' \sin^2 \alpha', \quad (159)$$

где  $k_1'$  — коэффициент, учитывающий  $\cos^4 \gamma'$  из табл. 21;  $k_2$  — коэффициент светопропускания, учитывающий потери в системе на поглощение и отражение (расчет коэффициента  $k_2$  приводится ниже);  $k_3$  — коэффициент, учитывающий распределение виньетирования пучков лучей (расчет коэффициента также дается ниже);  $n'$  — показатель преломления в пространстве изображений;  $n$  — показатель преломления в пространстве предметов;  $B$  — яркость источника света;  $S'$  — площадь изображения;  $\alpha'$  — апертурный угол в пространстве изображений.

**Формула освещенности в плоскости изображения с учетом виньетирования.** После введения в формулу (150) коэффициента  $k_4$ , зависящего от виньетирования, получим полную формулу освещенности в плоскости изображения в следующем виде:

$$E' = \cos^4 \gamma' k_2 k_4 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B \sin^2 \alpha', \quad (160)$$

где  $\gamma'$  — угол главного луча в данную точку поля с оптической осью системы;  $k_4$  — коэффициент, зависящий от виньетирования (расчет коэффициента  $k_4$  приводится ниже).

Остальные величины те же, что и в формуле (159).

## 22. Расчет светотехнических коэффициентов

**Расчет коэффициента, зависящего от виньетирования.** Коэффициент  $k_4$  приблизительно равен отношению апертурных углов крайних точек поля зрения к апертурным углам осевой точки, т. е.  $\frac{2u}{2\alpha}$ .

Более точно коэффициент  $k_4$  можно определить графоаналитическим методом, см. п. 17.

**Расчет коэффициента, учитывающего распределение виньетирования по полю.** Определение коэффициента  $k_3$  связано с выявлением суммарного значения коэффициента виньетирования  $k_4$  по всему полю изображения.

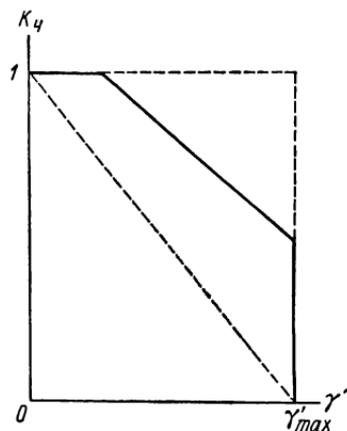


Рис. 40. График для определения коэффициента виньетирования в формуле светового потока

После построения графика зависимости  $k_4$  от полевого угла  $\gamma'$  или соответствующего ему расстояния от оси до точек поля (рис. 40), находим площадь, ограниченную графиком с осями координат, и, поделив эту площадь на ту, которая получилась бы, если бы коэффициент  $k_4$  был постоянен и равен 1 (что имеет место, когда виньетирование отсутствует), получаем искомый коэффициент  $k_3$ .

В частном случае, когда виньетирование меняется по прямой от 0 в центре до 100% на краю поля зрения, коэффициент  $k_3$  равен 0,5.

### Коэффициенты светопропускания.

При встрече луча с поверхностью раздела двух диэлектриков (например стекло — воздух) происходит частичное отражение его, что уменьшает количество прошедшего через оптическую систему света. Кроме того, во время прохождения света в среде он ослабляется вследствие поглощения и рассеяния в молекулах среды и от воздействия посторонних мелких включений. Отражение от зеркал тоже никогда не бывает стопроцентным. Эти три фактора являются причинами потери света в оптических системах. Отражение от прозрачных поверхностей может быть упорядоченным, зеркальным (если граница раздела полированная) и хаотическим, рассеянным (если она матовая). Поглощение света в среде также может происходить по определенному закону (если среда однородная) и может быть случайным (если среда неоднородная). Мы будем рассматривать только упорядоченные отражение и поглощение.

Определим значение коэффициентов, характеризующих каждый источник потерь света и назовем их соответственно коэффициентами пропускания поверхностей, среды и зеркал:  $k_n$ ,  $k_c$ ,  $k_z$ .

**Расчет коэффициента светопропускания поверхностей.** Коэффициент пропускания поверхности  $k_n$  характеризуется коэффициентом отражения на поверхности раздела двух сред  $r$ , который выражается следующей универсальной формулой Френеля:

$$r = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} + \frac{\operatorname{tg}^2(i - i')}{\operatorname{tg}^2(i + i')} \right], \quad (161)$$

где  $r$  — коэффициент отражения на поверхности раздела;  $i$  — угол падения;  $i'$  — угол преломления.

Для нормально падающих лучей ( $i = i' = 0$ ) формула (161) принимает очень простое выражение

$$r_N = \left( \frac{n' - n}{n' + n} \right)^2, \quad (162)$$

где  $r_N$  — коэффициент отражения при нормальном падении луча;

$n, n'$  — показатели преломления соседних сред.

Из формулы (162) видно, что  $r_N$  не зависит от того, идет ли свет из среды с большим показателем преломления в среду с меньшим показателем преломления или наоборот. Формула (162) имеет самое широкое распространение на практике, поскольку формула (161) громоздка, а коэффициент отражения незначительно изменяется с изменением углов падения (преломления), особенно при небольших углах.

Однако, в настоящее время, когда требования к точностям фотометрических расчетов повышаются (нередко, например, надо знать распределение освещенности по полю точнее 1%), универсальной формулой Френеля пренебрегать невозможно. Вот почему полезно упростить расчеты по этой формуле.

Установлено, что разности коэффициентов отражения относятся друг к другу, как возведенные в пятую степень углы падения, т. е.

$$\frac{r_i - r_N}{r_{i_0} - r_N} \cong \left( \frac{i}{i_0} \right)^5, \quad (163)$$

где  $i_0$  — некоторый опорный угол.

Примем в качестве опорного угла угол в  $45^\circ$  ( $i_0 = 45^\circ = \frac{\pi}{4}$ ) и рассчитаем разности  $r_{45^\circ} - r_N$  для разных показателей преломления  $n$ . Результаты расчета приведены в табл. 20. Подставив в формулу (163)  $i_0 = 45^\circ$ , получаем

$$r_i \cong \left( \frac{i}{45^\circ} \right)^5 (r_{45^\circ} - r_N) + r_N. \quad (164)$$

ТАБЛИЦА 20

$n$	$r_N$	$r_{45^\circ}$	$r_{45^\circ} - r_N$
1,4	0,0278	0,0366	0,0088
1,45	0,0337	0,0433	0,0096
1,50	0,0400	0,0502	0,0102
1,55	0,0465	0,0572	0,0107
1,60	0,0533	0,0644	0,0111
1,65	0,0602	0,0717	0,0115
1,70	0,0672	0,0790	0,0118
1,75	0,0744	0,0862	0,0118
1,80	0,0816	0,0934	0,0118

По формуле (164) рассчитываются коэффициенты отражения для любых углов падения  $i$ .

Составим табл. 21 сравнения результатов, получаемых при расчете по универсальной формуле Френеля (161) и выведенной формуле (164). Одновременно рассчитаем разность результатов,

ТАБЛИЦА 21

$n = 1,4$				
$i$	$r_{(164)}$	$r_{(161)}$	$r_{(164)} - r_{(161)} \times 100, \%$	$r_{(162)} - r_{(161)} \times 100, \%$
50°	0,0427	0,0431	-0,04	-1,53
60°	0,0647	0,0677	-0,30	-3,99
70°	0,1075	0,1039	0,36	-7,61
$n = 1,6$				
20°	0,05348	0,05355	-0,007	-0,025
30°	0,05477	0,05485	-0,008	-0,155
40°	0,0595	0,0596	-0,01	-0,63
50°	0,0720	0,0723	-0,03	-1,90
60°	0,0999	0,1046	-0,47	-5,13
70°	0,1538	0,1508	0,30	-9,75
80°	—	0,1740	—	—
90°	—	1	—	—
$n = 1,8$				
50°	0,1017	0,1017	0,00	-2,01
60°	0,1312	0,1347	-0,35	-5,31
70°	0,1884	0,1890	0,06	-10,74

полученных по формуле (161) и применяемой ныне упрощенной формуле (162).

Из табл. 21 видно, что формула (164) вполне пригодна для расчета коэффициента отражения на границе двух сред при углах падения до 70° практически для любых значений показателей преломления соседних сред.

На границе «воздух—среда» до угла падения 50° погрешность формулы (164) меньше 0,1%, а от 50 до 70° достигает 0,5%. На

границе раздела двух сред с более близкими показателями преломления погрешность будет еще меньшая. Точность формулы (164) значительно выше точности формулы (162), которая при тех же условиях дает ошибку 2% и 10%, соответственно.

По-видимому, достигаемая по формуле (164) точность в настоящее время вполне достаточна, поскольку в приборах, где требуется очень высокая равномерность освещенности, углы падения, как правило, меньше  $70^\circ$ . Таким образом, расчет отражательной способности (потерь на отражение) прозрачных полированных поверхностей производится легко и просто при любом угле падения.

Теперь можно определить искомый коэффициент пропускания поверхности  $k_n$ . Он равен произведению разностей  $(1 - r)$  на всех прозрачных поверхностях оптической системы<sup>1</sup>

$$k_n = (1 - r_1)(1 - r_2) \dots (1 - r_{\text{посл}}). \quad (165)$$

Коэффициент пропускания оптических систем в общем случае рассчитываем для оптической оси<sup>2</sup>. Поэтому, для нормально стоящих поверхностей углы падения равны нулю и  $r = r_N$ , но для наклонных поверхностей (внешние поверхности зеркал заднего отражения) углы падения должны быть учтены.

При расчете коэффициента пропускания поверхностей должны быть учтены и склеиваемые поверхности, которые нередко имеют не меньший удельный вес, чем просветленные свободные поверхности.

Формулу (165) для непросветленной оптики часто упрощают, полагая, что для всех кроновых стекол ( $n < 1,6$ )  $r_N \approx 0,04$  и для флинтгов ( $n > 1,6$ )  $r_N \approx 0,06$ , а также пренебрегают наклоном поверхностей и склеиваемыми поверхностями. Тогда получается приближенная формула

$$k_n = 0,96^{N_1} \cdot 0,94^{N_2}, \quad (166)$$

где  $N_1$  — число поверхностей «крон-воздух»;  $N_2$  — число поверхностей, «флинт-воздух».

Однако, как видно из табл. 20, с изменением показателя преломления  $n$  отражение  $r_N$  меняется существенно, поэтому формула (166) и для непросветленной оптики годилась только для прикидочных расчетов, а сейчас, когда практически вся оптика просветлена, она имеет лишь историческое значение.

**Просветление поверхностей оптических деталей.** Если сделать расчет по формуле (166), например, для системы с десятью поверхностями крон-воздух и таким же количеством — флинт-воздух, то получится  $k = 0,36$ , т. е. только вследствие отражения от поверхностей в системе с двадцатью поверхностями теряется более 60% света.

<sup>1</sup> Внешняя поверхность зеркала заднего отражения, благодаря двойному прохождению луча через нее, учитывается как две поверхности.

<sup>2</sup> Расчет светопропускания для наклонных к оптической оси лучей производится в специальных случаях.

Таким образом, в системах с непросветленной оптикой потери очень велики. Кроме того, часть этого потерянного света, вследствие рассеяния, накладывается паразитной вуалью на изображение и портит контраст. Большое количество поверхностей было до 1937 г. бичом оптических систем. Однако путем травления поверхностей в кислотах или нанесением тонких интерференционных пленок (например фтористого магния), испарением в вакууме или из растворов (например смеси титанового и кремниевого эфиров) удалось значительно снизить отражательную способность прозрачных поверхностей. К мысли о необходимости нанесения пленок с целью изменения структуры поверхности, по-видимому, пришли после того, как заметили, что старые, поработавшие объективы, в которых поверхности подвергались естественной атмосферной обработке, пропускают больше света, чем новые.

Решение задачи значительного повышения светопропускания поверхностей оптических систем явилось серьезным качественным скачком в оптическом приборостроении. Соответствующая обработка поверхностей с целью снижения отражательной способности получила название просветления оптики.

Приведем численный пример.

Если стекло имеет показатель преломления  $n = 1,6$ , то на границе воздух—стекло коэффициент отражения, рассчитанный по формуле (162), равен  $r_N = 0,053$ .

Допустим, что на поверхность нанесены две пленки с показателями преломления, начиная от воздуха: 1,2 и 1,4. Последовательный расчет через каждую пленку по той же формуле (162) дает следующие результаты:

$$r_{1/2} = \left(\frac{0,2}{2,2}\right)^2 = 0,0083; \quad r_{2/3} = \left(\frac{0,2}{2,6}\right)^2 = 0,0059;$$

$$r_{3/4} = \left(\frac{0,2}{3}\right)^2 = 0,0044.$$

Суммарный коэффициент отражения можно считать равным

$$\sum r = r_{1/2} + r_{2/3} + r_{3/4} = 0,019.$$

Таким образом, коэффициент отражения стал 0,019 вместо 0,053. Известно просветление многих видов, но наиболее распространенными являются три: одно-, двух- и трехслойное. Для области спектра 0,5—0,65 мкм однослойное покрытие испарением в вакууме фтористого лития обеспечивает коэффициент отражения 0,02, двухслойное и трехслойное покрытия из растворов титанового и кремниевого эфиров имеют коэффициенты отражения 0,01 и 0,005, соответственно.

Эти коэффициенты даны для нормального падения луча. Их можно считать практически постоянными для всех сортов стекол.

Подставив эти значения  $r$  в (165), получаем следующую частную формулу для светопропускания просветленных поверхностей в видимой области спектра:

$$k_{\text{п}} = 0,98^{P_1} \cdot 0,99^{P_2} \cdot 0,995^{P_3}, \quad (167)$$

где  $P_1$  — количество поверхностей с однослойным просветлением;  $P_2$  — количество поверхностей с двухслойным просветлением;  $P_3$  — количество поверхностей с трехслойным просветлением. Формула (167), однако учитывает не все.

1. Нет влияния склеиваемых поверхностей, которые, как уже упоминалось, могут иметь не меньший удельный вес, чем свободные просветленные поверхности. Пусть, например, склеиваются два сорта стекла с показателями преломления 1,5 и 1,75, а показатель преломления клеящего вещества равен показателю преломления первого стекла 1,5.

Тогда имеем по формуле (162)  $r = (0,25/3,25)^2 = 0,0059$ , что больше, чем при трехслойном покрытии.

2. Для разных участков спектра коэффициенты могут существенно отличаться от 0,98, 0,99 и 0,995.

3. Не учитываются углы наклона поверхностей к оптической оси системы.

Вот почему формула (167) не может применяться всегда и особенно, когда требуются расчеты светопропускания высокой точности, что в настоящее время бывает довольно часто.

По поводу влияния угла падения при просветленных поверхностях можно сказать следующее.

Пока что нет систематизированных данных относительно зависимости коэффициента отражения просветленных поверхностей от угла падения луча. Формула Френеля для просветленных поверхностей непосредственно неприменима. Априорно можно предположить, что после измерения коэффициента отражения для опорного луча ( $r_{45^\circ}$ ) можно будет пользоваться формулой (164), положив в ней  $r_N$  равным коэффициенту отражения просветленной поверхности при нормальном падении луча. Следовательно, для каждого вида просветления необходимо иметь два коэффициента отражения: для угла падения  $0^\circ$  и для опорного угла падения (например  $45^\circ$ ), и тогда будет обеспечено получение значения коэффициента отражения просветленной поверхности для широкого диапазона углов падения. А пока нет коэффициента отражения для опорного угла, можно вести только прикидочный расчет, используя разности в коэффициентах отражения между наклонным и нормальным лучами для непросветленных поверхностей, полагая, что просветление уменьшает на одинаковую величину коэффициенты отражения обоих лучей. В заключение необходимо отметить, что просветление часто избирательно к частотам. Повышая прозрачность поверхности для одной области спектра, оно снижает ее для другой. Во избежание больших ошибок следует в чертежах указывать область спектра, в которой работает

система, и установить, какие коэффициенты отражения в рабочей области спектра при выбранном виде просветления могут быть достигнуты с целью определения пригодности формулы (167).

От качества нанесения просветляющих пленок сильно зависит отражательная способность и в особенности для полевых лучей. Вот почему в случае необходимости высокой равномерности по полю должна с особой тщательностью соблюдаться технология просветления. Весьма возможно, что при необходимости достижения очень высокой равномерности освещения по полю поверхности не следует просветлять.

**Коэффициент пропускания среды.** Прошедший через любую среду световой поток всегда меньше падающего. Часть световой энергии поглощается средой и переходит в тепловую, а часть рассеивается.

Если установить отношение прошедшего к падающему потоку для единицы толщины, то во всей толще среды коэффициент пропускания  $k_c$  будет равен единичному коэффициенту пропускания среды  $k_t$ , возведенному в степень количества единиц толщины во всей толще, т. е.

$$k_c = k_t^t, \quad (168)$$

где  $t$  — отношение всей толщи среды к единичной толщине.

Если, например, коэффициент пропускания одного сантиметра среды  $k_t = 0,99$  и общая толщина  $t = 10$  см, то коэффициент пропускания всей толщи среды будет:  $k_c = 0,99^{10} = 0,91$ .

Для оптических стекол коэффициент пропускания на один сантиметр редко бывает меньше 0,99 (для кварцевого стекла он равен 0,999). Следовательно, можно сделать вывод, что потери в оптических системах по причине поглощения в средах — невелики. Однако, над увеличением прозрачности оптических сред работа проводится постоянно.

**Коэффициент пропускания зеркальных поверхностей.** В большинстве случаев зеркало представляет собой деталь из стекла, на полированной поверхности которой нанесена амальгама какого-либо металла, обладающего хорошей отражательной способностью в соответствующей области спектра. Зеркалом может быть также металлическая деталь с хорошо отполированной поверхностью без дополнительного покрытия или с покрытием.

Зеркала из стекла могут быть с внешним и внутренним отражением. Первые имеют одну полированную поверхность, вторые — две. Зеркала с внутренним отражением (серебряные зеркала) применяют тогда, когда пленка амальгамы подвержена разрушению на воздухе и должна быть защищена. Каждый вид зеркала характеризуется коэффициентом отражения в данном участке спектра. Например, для интервала 0,5—0,7 мкм коэффициент отражения серебряных зеркал  $k_z = 0,9$ , для алюминированных —  $k_z = 0,85$ .

Коэффициент пропускания всех зеркал оптической системы равен произведению коэффициентов отражения каждого зеркала

$$k_3 = k_{з_1} k_{з_2} \dots k_{з_{\text{послед.}}} \quad (169)$$

Как уже указывалось, для зеркал с задним отражением должны учитываться потери при двойном прохождении света через внешнюю поверхность, что осуществляется при расчете светопропускания прозрачных поверхностей по формуле (165). Двойное поглощение среды зеркала с задним отражением учитывается формулой (168).

Если зеркало «полупрозрачное», то коэффициент пропускания его должен быть принят сомножителем в формулу (165) при расчете светового потока, проходящего через зеркало, а коэффициент отражения — в формулу (169) при расчете отраженного от него светового потока.

**Общая формула для расчета коэффициента светопропускания.** После того, как рассчитаны коэффициенты пропускания: поверхностей  $k_{\text{п}}$ , сред  $k_{\text{с}}$  и зеркал  $k_{\text{з}}$ , определяем коэффициент светопропускания всей системы перемножением указанных трех коэффициентов

$$k_2 = k_{\text{п}} k_{\text{с}} k_{\text{з}}. \quad (170)$$

**Переход от коэффициента пропускания к оптической плотности.** Оптическая плотность есть величина, определяемая формулой

$$D = \Phi (1 - k),$$

где  $D$  — оптическая плотность;  $k$  — коэффициент пропускания.

Если коэффициент пропускания равен 1 (пропускание 100%), то плотность равна нулю, а когда он равен нулю, плотность равна бесконечности. Такое условие обеспечивается при логарифмической зависимости. Вот почему можно считать, что

$$D = \lg (1 - k) = -\lg k. \quad (171)$$

Плотностями пользоваться очень удобно, поскольку вместо произведения формул пропускания представляется возможность оперировать суммой членов формул плотности. Например, формула (170) в плотностях будет выглядеть так

$$D_2 = D_{\text{п}} + D_{\text{с}} + D_{\text{з}}.$$

Если в системе добавляется деталь, например светофильтр, с известной оптической плотностью, то эту плотность надо прибавить к плотности системы для получения суммарной оптической плотности системы + фильтр. Так как коэффициенты пропускания часто приходится переводить в плотность и наоборот, то приведем две переводных таблицы (табл. 22 и 23). В табл. 22 и 23 даны зависимости между  $k$  и  $D$ .

$D \rightarrow$ ↓	0,00	+0,01	+0,02	+0,03	+0,04	+0,05	+0,06	+0,07	+0,08	+0,09
0,0; 1 [10]; 2 [10 <sup>2</sup> ]...	1,000	0,977	0,955	0,933	0,912	0,891	0,871	0,851	0,832	0,813
0,1; 1,1 [10]; 2,1 [10 <sup>2</sup> ]...	0,794	0,776	0,759	0,741	0,724	0,708	0,692	0,676	0,661	0,646
0,2; 1,2 [10]; 2,2 [10 <sup>2</sup> ]...	0,631	0,617	0,603	0,589	0,575	0,562	0,549	0,537	0,525	0,513
0,3; 1,3 [10]; 2,3 [10 <sup>2</sup> ]...	0,501	0,490	0,479	0,468	0,457	0,447	0,437	0,427	0,417	0,407
0,4; 1,4 [10]; 2,4 [10 <sup>2</sup> ]...	0,398	0,389	0,380	0,371	0,363	0,355	0,347	0,339	0,331	0,324
0,5; 1,5 [10]; 2,5 [10 <sup>2</sup> ]...	0,316	0,309	0,302	0,295	0,288	0,282	0,275	0,269	0,263	0,257
0,6; 1,6 [10]; 2,6 [10 <sup>2</sup> ]...	0,251	0,245	0,240	0,234	0,229	0,224	0,219	0,214	0,209	0,204
0,7; 1,7 [10]; 2,7 [10 <sup>2</sup> ]...	0,199	0,195	0,191	0,186	0,182	0,178	0,174	0,170	0,166	0,162
0,8; 1,8 [10]; 2,8 [10 <sup>2</sup> ]...	0,158	0,155	0,151	0,148	0,145	0,141	0,138	0,135	0,132	0,129
0,9; 1,9 [10]; 2,9 [10 <sup>2</sup> ]...	0,126	0,123	0,120	0,117	0,115	0,112	0,110	0,107	0,105	0,102
1; 2 [10]; 3 [10 <sup>2</sup> ]...	0,100	0,098	0,095	0,093	0,091	0,089	0,087	0,085	0,083	0,081

Пр и м е ч а н и е: в скобках [ ] показаны числа, на которые надо поделить найденное в таблице  $k$  для получения заданного значения  $D$ .

Примеры расчета: найти  $k$  для  $D = 1,63$ ;  $k = \frac{0,234}{10} = 0,0234$ ;

найти  $k$  для  $D = 4,50$ ;  $k = \frac{0,316}{10^4} = 0,0000316$ .

$k \rightarrow$ ↓	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
		0,01 0,001 0,0001 0,00001 .....	0,02 0,002 0,0002 0,00002 .....	0,03 0,003 0,0003 0,00003 .....	0,04 0,004 0,0004 0,00004 .....	0,05 0,005 0,0005 0,00005 .....	0,06 0,006 0,0006 0,00006 .....	0,07 0,007 0,0007 0,00007 .....	0,08 0,008 0,0008 0,00008 .....	
1,0	0,000				0,44 $\Delta k$					
0,9	0,0457	0,0410	0,0362	0,0315	0,0269	0,0223	0,0177	0,0132	0,00877	0,00436
0,8	0,0969	0,0915	0,0862	0,0809	0,0757	0,0706	0,0655	0,0605	0,0555	0,0506
0,7	0,155	0,149	0,143	0,137	0,131	0,125	0,119	0,114	0,108	0,102
0,6	0,222	0,215	0,208	0,201	0,194	0,187	0,180	0,174	0,168	0,161
0,5	0,301	0,292	0,284	0,276	0,126	0,260	0,252	0,244	0,237	0,229
0,4	0,400	0,387	0,377	0,367	0,357	0,347	0,337	0,328	0,319	0,310
0,3	0,523	0,509	0,495	0,482	0,469	0,456	0,444	0,432	0,420	0,409
0,2	0,699	0,678	0,658	0,638	0,620	0,602	0,585	0,569	0,553	0,534
0,1	1	0,959	0,921	0,886	0,854	0,824	0,796	0,770	0,745	0,721
0,01	2	1,699	1,523	1,400	1,301	1,222	1,155	1,097	1,046	
0,001	3	2,699	2,523	2,400	2,301	2,222	2,155	2,097	2,046	
0,0001	4	3,699	3,523	3,400	3,301	3,222	3,155	3,097	3,046	
0,00001	5	4,699	4,523	4,400	4,301	4,222	4,155	4,097	4,046	
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
0	$\infty$									

Примеры расчета: найти  $D$  при  $k = 0,604$ ;  $D = 0,194$ ;  
найти  $D$  при  $k = 0,009$ ;  $D = 2,046$ .

Рекомендуется пользоваться следующей приближенной формулой зависимости между плотностью и светопоглощением:

$$D \cong \frac{1}{2,2} (1 - k).$$

Формула дает ошибку до 10% при светопоглощении  $1 - k \leq 0,25$ .

### 23. Единицы фотометрических измерений

Как уже было замечено, фотометрия (как, впрочем, любая другая метрологическая наука) не измеряет абсолютных величин, а сравнивает измеряемые величины с другими, принятыми в качестве эталонов. В качестве такого исходного эталона в фотометрии принят определенный световой поток.

**Световой поток.** Количество световой энергии, протекающей в единицу времени через поперечное сечение пучка лучей, оцениваемое по зрительному ощущению, называется *световым потоком*. За единицу светового потока принята величина, называемая люменом — лм. Люмен есть одна шестидесятая часть светового потока, излучаемого черным телом с площади  $1 \text{ см}^2$  при температуре затвердевания платины  $2046,5 \text{ К}$ .

**Сила света.** Плотность светового потока в данном телесном угле, или отношение светового потока к телесному углу, в котором он распространяется, предполагая, что поток излучается точечным источником света, называется *силой света*. Она определяется по формуле

$$J = \frac{\Phi}{\omega}. \quad (172)$$

Если  $\Phi$  измеряется в люменах, а  $\omega$  — в стерadians, то сила света получается в свечах. Сила света  $J$  в свечах эталонного источника (черное тело с температурой  $2046,5 \text{ К}$ ) численно равна световому потоку, так как излучение происходит нормально к излучаемой площадке.

Различают среднесферическую силу света  $J_c$ . Если привести излучение источника к единому центру (к точке), то световой поток источника, поделенный на телесный угол сферы, будет равен среднесферической силе света

$$J_c = \frac{\Phi}{4\pi}. \quad (173)$$

**Яркость.** Сила света, излучаемая единицей площади излучателя в заданном направлении, называется *яркостью*. В вышеприведенных формулах углы поля учтены коэффициентом  $k_1$  ( $k_i$ ), поэтому нас интересует нормальная яркость, которая выражается формулой

$$B = \frac{J}{S}. \quad (174)$$

Если сила света выражена в свечах (лм/стер), а площадь источника излучения в см<sup>2</sup>, то яркость получается в стильбах — сб.

Если площадь выражается в квадратных метрах, то яркость вычисляется в нитах — нт.

Следовательно, один стильб равен 10<sup>4</sup> нит.

В формуле (159) для расчета световых потоков должны подставляться яркость в стильбах и площадь в квадратных метрах. При этом, если подставлена яркость в стильбах, а площадь в квадратных метрах, то для получения результата в люменах надо умножить данные формулы на 10<sup>4</sup>.

**Габаритная яркость.** Различают два вида яркости, *плотную* и *габаритную*. *Плотная яркость* есть яркость непосредственно тела накала (нити спирали лампы). *Габаритная яркость* есть усредненная яркость по площади фигуры, в которую вписываются все элементы тела накала вместе с промежутками между ними. В формулу (174) подставляется эта площадь. Габаритная яркость всегда меньше плотной. В лампах со сплошными элементами накала (ленточных лампах) габаритная и плотная яркость равны между собой. В формулы для расчета потоков и освещенностей подставляется габаритная яркость. Промежутки между накаливаемыми витками тела накала оказываются автоматически учтенными.

**Освещенность.** Если на некоторую поверхность площадью  $S$  падает световой поток  $\Phi$ , то плотность света на единице площади, называемая освещенностью, равна

$$E = \frac{\Phi}{S}. \quad (175)$$

Если световой поток измеряется в люменах, а площадь в квадратных метрах, то освещенность выражается в люксах.

Освещенность в люксах, определяемая по формуле (160), получится, если яркость будет подставляться в нитах; но, если подставляется яркость в стильбах, то для получения освещенности в люксах надо результат умножать на 10<sup>4</sup>.

**Рабочие формулы светового потока и освещенности.** Расчет светового потока в лм/сб·м<sup>2</sup> производится по формуле

$$\Phi' = 10^4 k_1' k_2 k_3 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B S' \sin^2 \alpha'. \quad (176)$$

Освещенность в лк/сб определяется формулой

$$E' = 10^4 \cos^4 \gamma' k_2 k_4 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B \sin^2 \alpha'. \quad (177)$$

Если световой поток прерывистый, например, как в кинопроекторах с шаговым перемещением пленки, то должен быть учтен еще один коэффициент — коэффициент полезного действия обтюлятора, равный отношению времени, в течение которого свет

поступает в систему к времени, когда оптика перекрыта лопастями obtюратора. Для киносистем этот коэффициент приблизительно равен 0,5.

Коэффициент полезного действия obtюратора необходимо учитывать при использовании инерционных приемников света (например глаза). Но для тех приемников, инерционность которых по времени меньше времени, затрачиваемого на один период obtюрации (например для фотоэлектронных умножителей), коэффициент прерывистости света учитывать не следует, так как он равен единице.

*Связь между освещенностью, силой света источника и расстоянием от освещаемой поверхности до источника.* Если в формулу (175) подставить  $\Phi$  из (172) и учесть значение  $\omega$  из (130), то получим

$$E = \frac{J}{R^2},$$

т. е. освещенность прямопропорциональна силе света источника и обратнопропорциональна квадрату расстояния от освещаемой поверхности до источника. Если сила света измеряется в свечах, а расстояние — в метрах, то освещенность получается в люксах. Если считать, что мощность ламп накаливания, измеряемая в ваттах, приблизительно равна силе света в свечах, то выраженная в люксах освещенность на экране, отстоящем на расстоянии одного метра от лампы, численно равна мощности лампы. Например, лампа в 100 Вт дает освещенность 100 лк на расстоянии одного метра.

*Яркость и освещенность. Первичные и вторичные излучатели.* Яркость и освещенность имеют одинаковую размерность. Они выражаются световым потоком, отнесенным к единице площади [см. формулы (174) и (175)]. Это закономерно, поскольку и яркость и освещенность есть плотность света, приходящаяся на единицу площади.

Таким образом, излучатели, которые светят рассеянным светом, могут быть отнесены к категории источников света так же, как и собственно-излучатели. Первичными излучателями являются собственно-излучатели, а вторичными — излучатели, посылающие рассеянный свет от другого источника.

**Яркость рассеивающих предметов.** Яркость вторичных источников (шероховатые предметы, матовые стекла) ниже яркости первичных источников.

Согласно закону Ламберта, яркость равнояркостных рассеивающих поверхностей  $B'$  определяется по формуле

$$B' = \frac{E\rho}{\pi},$$

где  $E$  — освещенность;  $\rho$  — «коэффициент пропускания» данной рассеивающей детали.

Для определения коэффициента  $\rho$  (например, стекла с одной матовой поверхностью) необходимо, поставив деталь полированной стороной к падающему лучу, замерить интенсивность луча на входе в стекло, а затем на выходе из него, прислонив фотоэлемент вплотную к матовой поверхности. Делением второго измерения на первое получаем значение коэффициента  $\rho$ .

Яркость диффузно рассеивающих поверхностей измеряется в апостильбах (асб). В связи с этим имеем

$$асб = \frac{лк}{стер} = \frac{лм}{м^2 \cdot стер}.$$

Так как  $\frac{лм}{м^2 \cdot стер}$  есть размерность яркости в нитах, то апостильбы и ниты — эквивалентные величины.

Поэтому при подстановке в формулы (176), (177) для расчета светового потока и освещенности значений яркости рассеивающей детали в апостильбах, результаты получатся в люменах и люксах без коэффициента  $10^4$ , т. е.:

$$\Phi' = k_1' k_2 k_3 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B' S' \sin^2 \alpha'; \quad (178)$$

$$E' = \cos^4 \gamma' k_2 k_4 \pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 B' \sin^2 \alpha'. \quad (179)$$

**Яркость глянцевых предметов.** Если на глянцевую полированную деталь падает световой поток, то, за вычетом потерь на светопропускание, световой поток проходит весь в заданном направлении. Это основной постулат расчета светопропускания всех оптических систем.

Таким образом, глянцевые предметы не являются ни вторичными, ни первичными источниками излучения. Однако, допуская известную условность, можно любую глянцевую поверхность считать «излучающей» с яркостью, равной яркости основного источника, но с ограниченным телесным углом.

## Глава V

### ПРАКТИЧЕСКИЕ ВЫВОДЫ ИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

#### 24. Осветительные оптические системы

**Непосредственное освещение площадки источником.** Если источник  $и$ , излучающий полный световой поток  $\Phi_{и}$ , непосредственно освещает площадку  $A$  площадью  $S_A$ , находящуюся

на расстоянии  $l$  от него (рис. 41), то световой поток на площадке  $A$  рассчитывается по формуле

$$\Phi_A = k\Phi_{\text{и}} \frac{\omega}{4\pi} \frac{S_{\rightarrow}}{S_{\text{и}}},$$

где  $\Phi_A$  — световой поток, падающий на площадку  $A$ ;  $k$  — коэффициент пропускания среды, лежащей между источником света  $u$  и площадкой  $A$ ;  $\Phi_{\text{и}}$  — полный световой поток источника;  $\omega$  — телесный угол ( $\omega = \frac{S_A}{l^2}$ );  $S_A$  — площадь площадки  $A$ ;  $l$  —

расстояние от источника  $u$  до площадки  $A$ ;  $S_{\rightarrow}$  — проекция тела накала на плоскость, перпендикулярную оптической оси;  $S_{\text{и}}$  — полная поверхность тела накала.

Так как  $\Phi_{\text{и}} = \frac{1}{4\pi S_{\text{и}}} = B$ , то

$$\Phi_A = kB \frac{S_{\rightarrow} S_A}{l^2}. \quad (180)$$

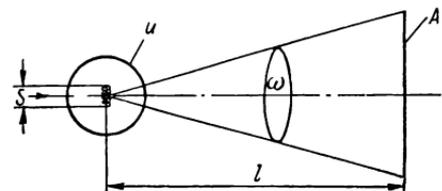


Рис. 41. Схема освещения площадки источником света

**Освещение площадки источником через конденсатор.** Определим световой поток, падающий на площадку  $A$ , если на нее посредством конденсора  $Q$  изображается тело накала источника  $u$  (рис. 42).

Световой поток, проходящий через конденсор, выражается формулой

$$\Phi_Q = k\Phi_{\text{и}} \frac{S_Q}{4\pi l_1^2} \frac{S_{\rightarrow}}{S_{\text{и}}},$$

где  $S_Q$  — площадь конденсора;  $l_1$  — расстояние от источника до конденсора.

Световой поток, приходящий на площадку  $A$ , равен потоку, прошедшему через конденсор, умноженному на отношение площади площадки  $A$  к площади изображения источника

$$\Phi_A = \Phi_Q \frac{S_A}{S_{\rightarrow} v_Q^2}.$$

Так как  $v_Q = \frac{l_2}{l_1}$ , то

$$\Phi_A = \Phi_Q \frac{S_A}{S_{\rightarrow} \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2},$$

где  $l_2$  — расстояние от конденсора до освещаемой площадки. Окончательно получаем

$$\Phi_A = kB \frac{S_Q S_A}{l_2^2}. \quad (181)$$

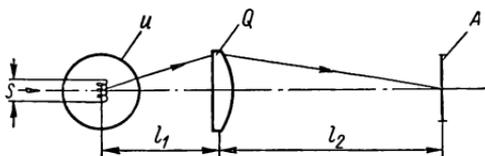


Рис. 42. Схема освещения площадки посредством конденсора

**Выводы.** Обобщая изложенное выше, сделаем некоторые выводы. 1. Сравнив формулу световых потоков при непосредственном свечении (180) и при освещении посредством конденсора (181), получаем, что во втором случае световой поток во столько раз больше, во сколько раз площадь конденсора  $S_Q$  больше площади источника  $S \rightarrow$ . 2. Формула (181) справедлива лишь в том случае, когда площадь изображения источника равна или больше площади  $A$ , т. е. когда

$$S \rightarrow v_Q^2 = S \rightarrow \left( \frac{l_2}{l_1} \right)^2 \geq S_A.$$

Отсюда следует, что делать размер изображения источника много больше, чем  $S_A$  (форсировать увеличение конденсора), не имеет никакого смысла. С другой стороны, размеры изображения тела накала источника света должны быть не меньше размеров площадки  $A$ . 3. Аберрации конденсора не должны нарушить последнего неравенства. Это означает, что изображение площадки  $A$  в обратном ходе лучей через конденсор с учетом аберраций не должна быть больше  $S \rightarrow$ , т. е.

$$S_A \frac{1}{v_Q^2} + \Delta_Q \leq S \rightarrow,$$

где  $\Delta_Q$  — поперечные аберрации конденсора.

Последнее соотношение формулируется так: фигура изображения, даваемая конденсором в обратном ходе лучей с учетом аберраций, должна вписываться в площадку  $S \rightarrow$  источника.

**Особенности, вытекающие из характера приемников лучистой энергии.** Представим, что в последнем примере (рис. 42) на месте площадки  $A$  находится приемник лучистой энергии. Если он реагирует не на световой поток, а на освещенность (как, например, светочувствительный слой фотоматериалов), то необходимо обязательно освещать весь приемник (всю рабочую часть фотопластинки) и одновременно, с целью достижения соответствующей экспозиции, обеспечивать необходимую величину задней апертуры (относительного отверстия) оптики. В этом случае освещение всей площадки приемника и освещенность в каждой его точке независимы, так как нельзя увеличить освещенность за счет уменьшения размера освещаемой площадки. Но это не относится к радиационным приемникам (фотоумножителям, фотоэлементам, фотосопrotivлениям)<sup>1</sup>, в которых общий сигнал формируется из суммы сигналов всех точек и для которых, в связи с этим, важно сохранение определенного светового потока и практически безразлично (если исключить неравномерность светочувствительности приемной площадки), ляжет ли он на всю

<sup>1</sup> Глаз человека также относится к приемникам, реагирующим на световой поток.

площадку или на ее часть. В этом случае можно увеличить заднюю апертуру, понизить увеличение конденсора и освещать только часть своточувствительной площадки, сохранив интегральный световой поток, поскольку  $S_A$  и  $l_2^2$  в формуле (181) уменьшатся в одинаковой степени.

**Матовое стекло.** Такое стекло является рассеивающей деталью и поэтому может приниматься, как самостоятельный (вторичный) источник света.

Поставим между источником света  $u$  и площадкой  $A$  вместо конденсора  $Q$  матовое стекло площадью  $S_m$ .

Если полагать матовое стекло идеальным диффузором, то, согласно закону Ламберта, яркость его будет равна

$$B_m = \frac{B \frac{S \rightarrow}{l_1^2} \rho}{\pi},$$

где  $\rho$  — коэффициент пропускания матового стекла.

Считая матовое стекло источником с яркостью  $B_m$ , получаем на основании формулы (180) следующий световой поток на площадке  $A$  после матового стекла:

$$\Phi_A = k B_m \frac{S_m S_A}{l_2^2} = k \frac{\rho}{\pi} B \frac{S \rightarrow}{l_1^2} \frac{S_m S_A}{l_2^2}. \quad (182)$$

Пусть площадь матового стекла  $S_m$  равна площади конденсора  $S_Q$  и расстояния  $l_1$  и  $l_2$  в обеих схемах одинаковые. Тогда путем деления формулы (182) на (181) получаем отношение между световыми потоками в системах с матовым стеклом и конденсором в виде

$$j = \frac{\rho}{\pi} \frac{S \rightarrow}{l_1^2}.$$

Решим численный пример. Пусть  $\rho = 0,7$ ;  $S \rightarrow = 1 \times 2 \text{ мм}^2$ ;  $l_1 = 50 \text{ мм}$ . Тогда  $j = 1,6 \cdot 10^{-4}$ .

Следовательно, при замене конденсора идеальным матовым стеклом того же размера световой поток уменьшается весьма сильно.

Если позволяет конструкция, то можно источник света приблизить к матовому стеклу или увеличить размер последнего. Тогда увеличится коэффициент  $j$ .

*Движущееся матовое стекло — фильтр переменной плотности.* Из формулы (182) видно, что при значительном неравенстве расстояний  $l_1$  и  $l_2$  ( $l_1 \neq l_2$ ) можно перемещением матового стекла вдоль оптической оси достигать изменения светового потока, причем это изменение осуществлять весьма плавно. Следовательно, движущееся вдоль оси матовое стекло может заменить движущийся перпендикулярно оптической оси нейтральный фильтр переменной плотности (фотометрический клин). Такое решение допустимо,

когда возможное возникновение неравномерности освещения площадки не имеет существенного значения.

*Совместное применение конденсора и матового стекла.* Несмотря на то, что матовое стекло приводит к большим потерям света, оно применяется довольно часто. Нередко задача освещения не может быть решена конденсором при данном источнике света потому, что из-за недостаточного размера тела накала источника, конденсор по расчету становится недопустимо «сильным».

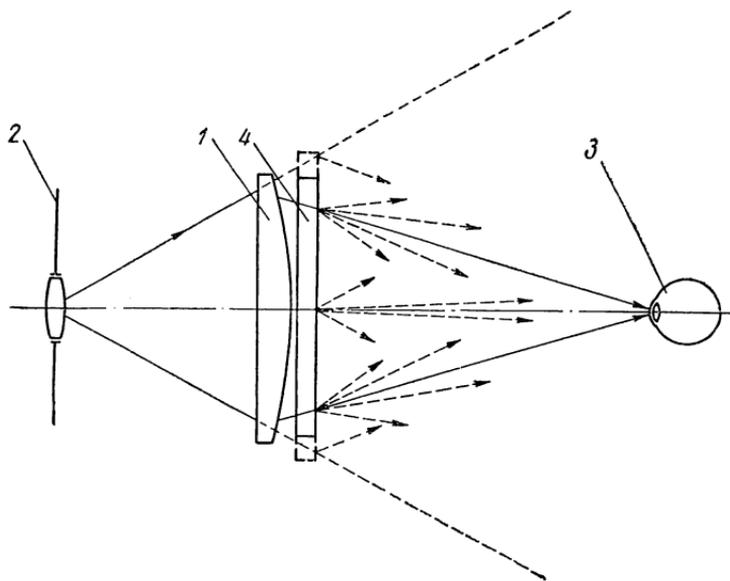


Рис. 43. Схема действия коллектива, поставленного около матового экрана

В таком случае целесообразно применить конденсор умеренной оптической силы и заматировать одну его поверхность, либо поставить рядом матовое стекло. Эффект действия конденсора в указанной комбинации сохраняется вследствие неидеальной диффузности матированных поверхностей, выражающейся в том, что максимум индикатрисы рассеяния света совпадает с ходом направленных конденсором лучей. В этом случае неравномерное рассеяние матового стекла оказывается полезным.

*Использование конденсора-коллектива около экрана проекторного прибора.* На эффекте распространения максимума света после матового стекла вдоль геометрического хода лучей основано использование конденсоров — коллективных линз около экранов проекторов, люминофоров телевизоров (рис. 43).

Линзу 1 рассчитывают так, чтобы зрачок выхода оптической системы 2 изображался в район расположения глаз наблюдателя 3, т. е. главные лучи из всех точек поля зрения направляют в место расположения глаз. Поскольку вдоль главных лучей и в некото-

ром, определяемом степенью матовости экрана 4, конусе лучей около них идет наибольшее количество света (максимум индикатрисы рассеяния), то в системах с конденсором-коллективом около экрана яркость изображения сильно увеличивается и значительно улучшаются условия видимости всего поля зрения с одного места. Часто это улучшение связывают с увеличительным действием линзы. Однако, дело не в увеличении линзы (оно близко к единице), а, главным образом, в приросте яркости всего экрана для данного положения наблюдателя.

Но, к сожалению, линза ограничивает поле обзора. Вот почему линза около люминофора телевизора хороша для одного или небольшой группы наблюдателей, могущих расположиться более или менее кучно, и не годится для многих, поскольку под большими углами к нормали люминофора условия наблюдения с линзой ухудшаются.

**Расчет осветительных систем.** Для любой оптической системы, на основании формулы (180), можно написать

$$\Phi = kB \frac{S_{зр} S_{п}}{l^2}, \quad (183)$$

где  $k$  — коэффициент, учитывающий все потери в системе;  $B$  — яркость источника излучения;  $S_{зр}$  — площадь зрачка;  $S_{п}$  — площадь полевой диафрагмы;  $l$  — расстояние между зрачком и полевой диафрагмой.

Любое выражение светового потока в любой оптической системе должно приводиться к формуле (183).

Но для того, чтобы формулу (183) можно было использовать для расчета светового потока, необходимо с помощью осветительных систем обеспечить заполнение светом объема, определяемого полевой диафрагмой, зрачком и расстоянием между ними.

Следовательно, любая осветительная система должна быть рассчитана так, чтобы основная емкость системы, выраженная отношением  $S_{зр} S_{п} / l^2$ , была заполнена светом. Это является общим правилом расчета всех осветительных систем.

Приведем пример расчета осветительной системы.

Рассчитаем конденсор для освещения полевой диафрагмы 1, изображаемой объективом 2 на экран (на рисунке не показан) (рис. 44). Зрачок совпадает с объективом и имеет диаметр  $D$ . Расчет сводится к определению диаметра (поперечных размеров) и фокусного расстояния конденсора. Проведем лучи из крайних точек зрачка через центральную  $B_0$  и крайнюю  $B$  точки полевой диафрагмы. Эти лучи определяют лучевую емкость всей системы, поэтому диаметр конденсора равен диаметру сечения пучка лучей в его плоскости.

Фокусное расстояние конденсора зависит от того, куда изображается тело накала и каков его размер, т. е. от требуемого увеличения конденсора. Если нет особых ограничений (например, в визуальных приборах нельзя изображать источник света в пло-

скость предметов во избежание появления структуры тела накала в плоскости обзора), то источник может быть изображен в любом месте системы. Изображение тела накала должно с небольшим запасом перекрывать сечение пучка лучей, определяемого полевой диафрагмой и зрачком.

Изобразим источник света в зрачок системы. Имея диаметр зрачка  $D$ , диаметр полевой диафрагмы  $D_p$  и расстояние  $l$ , легко найти диаметр конденсора  $D_k$ , пользуясь лучом  $AB$ .

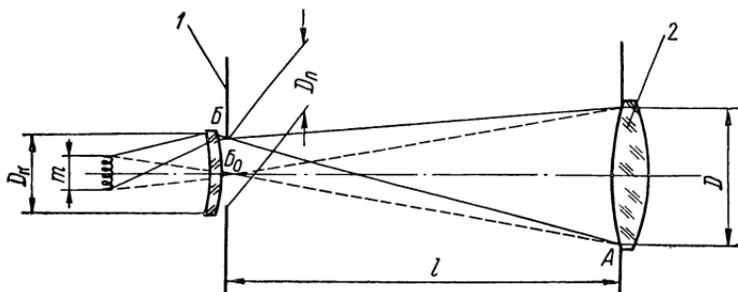


Рис. 44. Схема осветительной установки

Поскольку мы условились тело накала лампы изобразить в зрачок, то увеличение конденсора  $v_k$  будет определяться формулой

$$v_k = -\frac{D}{m},$$

где  $m$  — размер тела накала лампы.

Если зрачок не круглый, то в расчет принимается тот размер зрачка, который определяет заполнение всей его площади. Так как тело накала редко бывает круглой формы, то для расчета должен быть принят тот размер  $m$ , при котором изображение источника перекрывает всю площадь зрачка (обычно это бывает диаметр цилиндрической спирали лампы). Зная  $v_k$ , согласно (26), находим следующее выражение для фокусного расстояния конденсора:

$$f'_k = \frac{l}{1 - v_k}.$$

Следовательно, расчет габаритов осветительной системы, обеспечивающей заполнение светом емкости системы, является задачей весьма простой. Если расчет осветителя произведен правильно, то дальнейшее форсирование параметров конденсорной системы не может привести к увеличению светового потока, поскольку последний целиком зависит от емкостных данных основной оптической системы, которые не должны срезаться осветителем. Однако, очень часто предлагают увеличить переднюю апертуру конденсора, предполагая, что это увеличит количество света. К чему это приводит?

С увеличением передней апертуры конденсора увеличивается световой поток, забираемый от источника света. Но этот дополнительный свет не может пройти через основную систему (вследствие ее ограниченной емкости) и он оказывается не только бесполезным, но и вредным, идущим исключительно на рассеяние света и перегрев системы. В системах с завышенной передней апертурой конденсора, как правило, хуже контраст изображения.

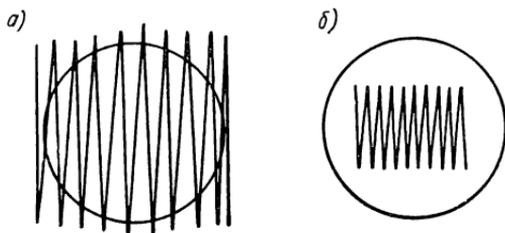


Рис. 45. Удовлетворительное (а) и неудовлетворительное (б) изображения источника света конденсорной системой

Итак, конденсорная система должна рассчитываться под данную основную оптическую систему без лишних запасов. Если при определенных габаритах системы требуется увеличить количество света, то этого можно достигнуть только увеличением яркости источника.

Обратим внимание еще на одну подробность. По-

местив экран в плоскость изображения тела накала лампы (например в плоскость зрачка), можно наблюдать одну из двух показанных на рис. 45 картин. В большинстве случаев наблюдатель с удовлетворением воспринимает картину (б) и плохо воспринимает картину (а). В действительности, на основании только что изложенного, вывод должен быть противоположный: в картине а) осветитель рассчитан правильно, поскольку изображение тела накала накрывает зрачок с небольшим запасом, а в картине б) осветитель неверный, увеличение конденсорной системы мало, зрачок работает не всей площадью и возможности основной оптической системы не используются.

Учитывая, что габаритная яркость значительно отличается от плотной, необходимо следить, чтобы в сечении пучка лучей (в зрачке) было равное количество нитей и промежутков (это особенно важно, если общее количество нитей в зрачке мало).

## 25. Видение звезд в дневное время и меры борьбы с рассеянным светом

**Общие положения.** На Земле звезды не видны днем при отсутствии туч потому, что световой поток от небосвода (рассеянный атмосферой солнечный свет), будучи несравненно бóльшим, чем световой поток от любой звезды, ослепляет наблюдателя. Соотношение между световым потоком от звезды, угловое поле которой бесконечно мало и световым потоком небосвода, посылающего в глаз свет почти из полусферы ( $2\pi$  стер), столь мало, что выделить звезду глаз оказывается не в силах, хотя яркость звезды значительно выше яркости окружающих точек неба. Вследствие попа-

дания очень большого светового потока от фона неба, глаз оказывается перегруженным, внимание его рассеивается и ослабевает, возникают усталостные явления, временно снижающие чувствительность сетчатки и всего физиологического комплекса от глаза до мозга. Кроме того, для защиты сетчатки глаза от усталости (или даже повреждения) при попадании чрезмерно большого количества света, природная действующая диафрагма глаза прикрывается, что уменьшает локальный световой поток от звезды и увеличивает площадь пятна дифракционного изображения ее [см. формулу (119)] пропорционально четвертой степени диаметра зрачка. В связи с этим пропорционально четвертой степени диаметра зрачка падает яркость изображения звезды (внутриочечная освещенность). Яркость же изображения фона неба тоже снижается, но пропорционально лишь второй степени диаметра зрачка, поскольку размер изображения фона неба не зависит от диаметра зрачка. Поэтому уменьшение диаметра зрачка приводит к уменьшению (а увеличение к увеличению) контраста пропорционально второй степени диаметра зрачка.

Сказанное справедливо, однако, лишь до тех пор, пока дифракционное изображение звезды остается большим, чем элемент сетчатки глаза. Когда размер дифракционного изображения звезды (точки) становится меньше размеров элемента глаза, контраст остается неизменным. Следовательно, начиная с определенного размера, дальнейшее увеличение диаметра зрачка глаза перестает влиять на контраст. Этот оптимальный диаметр зрачка глаза определяется следующим образом.

Зная, что диаметр колбочки на сетчатке глаза  $t = 0,005$  мм, длина световой волны  $\lambda = 0,00059$  мм и фокусное расстояние глаза  $f'_r = 17$  мм, получаем, согласно формуле (119), следующий диаметр зрачка глаза  $d_r$  в мм:

$$d_r = \frac{f'_r \lambda}{t} \cong 2.$$

Итак, в дневных условиях рабочий диаметр зрачка глаза должен быть в пределах 2—3 мм. При больших диаметрах (которых можно достигнуть применением светопоглощающих фильтров) не будет никакого выигрыша в абсолютной величине светового потока от звезды, а контраст ухудшится за счет аберраций в глазу. Как упоминалось, свет от небосвода рассеивает внимание наблюдателя, приводит к снижению физиологической чувствительности глаза, способствует уменьшению абсолютного светового потока от звезды и контраста между изображением звезды и фона неба. Этот отрицательный комплекс и является причиной того, что невооруженным глазом невозможно увидеть днем звезды. В связи с этим, проблема дневного видения звезд сопряжена с необходимостью срезания поля фоновой засветки, достижения как можно большего абсолютного светового потока от звезды и контраста между яркостью изображения звезды и фона неба.

Можно ли добиться видимости звезд днем невооруженным глазом?

Допустим, например, что наблюдатель находится на дне колодца глубиной  $L = 30$  м и диаметром  $Q = 1$  м. В глаз наблюдателя из небосвода придет световой поток, определяемый в стерадианах телесным углом  $\omega$ , равным

$$\omega = \frac{\pi Q^2}{4L^2} = \frac{1}{1145}.$$

Считая, что на поверхности Земли в глаз идет свет из телесного угла в  $2\pi$ , получаем уменьшение прямой фоновой нагрузки глаза в 7200 раз. Кроме того, полностью исключается рассеянный свет, поскольку поглотительная способность стен колодца очень велика, отражение (рассеяние)—многократно и отношение между диаметрами зрачка глаза и колодца крайне мало. Последнее обстоятельство поясняет почему того же явления нельзя достигнуть применением обычной трубки (бленды), хотя бленда диаметром 20 мм и длиной 600 мм имеет такое же угловое поле, как колодец в рассмотренном примере. Избавиться целиком от света, попадающего в глаз после рассеяния стенками бленды, невозможно. Делая специальные конструкции бленд можно достигнуть существенных результатов, но дойти до условий, приведенных в примере с колодцем, практически невозможно ни по коэффициенту рассеяния стенок, ни по количеству отражений, ни, тем более, по отношению между площадью зрачка и площадью сечения бленды. Таким образом, колодец обеспечивает условия, близкие к ночным, когда полностью отсутствует фон и рассеянный свет. Благодаря возникновению ночных условий наблюдения, диаметр зрачка глаза наблюдателя в колодце увеличивается до максимума. При этом изображение звезды, вследствие больших аберраций глаза при полном диаметре зрачка, становится размытым. Однако, это не имеет значения, поскольку при отсутствии фоновой накладки глаз реагирует только на световой поток от звезды. Изложенное выше позволяет, априори, предположить возможность видения звезд в дневное время со дна глубокого колодца. Но пригодное на практике решение может быть осуществлено только с помощью оптического прибора.

**Требования к оптическому прибору, позволяющему видеть звезды в дневное время.** С помощью оптического прибора (телескопа), состоящего из объектива 1 и окуляра 2 (рис. 46), можно до любых пределов ограничить поле фоновой засветки, достигнуть максимального светового потока от звезды, обеспечить максимальный контраст между яркостью изображения звезды и фона неба, избавиться от рассеянного света. Оптические характеристики прибора для рассматривания звезд в любое время суток должны быть следующие:

*Выходной зрачок.* В изложенном выше было показано, что если бы на фоне дневного неба можно было увидеть звезды не-

вооруженным глазом, то наибольший эффект был бы при зрачке глаза диаметром 2—3 мм. В действительности только в очень яркое время дня зрачок глаза становится меньше 2 мм по диаметру. По-видимому, при работе с прибором, когда поле весьма ограничено и рассеянный свет минимален, диаметр зрачка глаза не станет меньше 2 мм и в яркое время дня. Поэтому оптимальным диаметром зрачка выхода прибора следует считать диаметр, равный 2—3 мм.

*Увеличение.* При увеличении больше чем  $1\times$  зрачок глаза и оптической системы (зрачок входа системы) становятся больше зрачка невооруженного глаза, что приводит к повышению контраста звезды на фоне неба. Это происходит потому, что с ростом

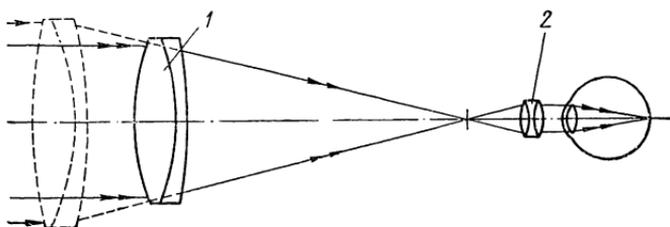


Рис. 46. Схема телескопа, используемого для повышения контраста изображения звезды на фоне дневного неба

увеличения, при неизменном зрачке выхода, в изображение звезды постоянного размера «вливаются» дополнительный свет и оно становится ярче, а яркость изображения фона неба, благодаря тому, что больший поток распределяется на большую площадь, остается неизменным. Контраст увеличивается пропорционально площади зрачка входа или квадрату увеличения. Это согласуется с результатом, получаемым при делении формулы (153) на (155). Следовательно, увеличение прибора желательно иметь как можно больше. Оно ограничивается, однако, достижимым в конкретном случае диаметром зрачка входа (объектива). Необходимо отметить, что увеличение системы должно расти одновременно с диаметром зрачка входа. Повышение увеличения при постоянном зрачке входа уменьшает яркость фона одновременно с яркостью (внутриточечной освещенностью) звезды и потому особого смысла не имеет.

*Поле зрения.* С целью наибольшего срезания фона неба желательно иметь поле зрения как можно меньше. Однако следует учитывать задачу поиска интересующих звезд. По-видимому, полезно предусмотреть диафрагмы переменного диаметра. С точки зрения уменьшения поля зрения можно было бы идти на повышение увеличения без изменения диаметра зрачка выхода (увеличение фокуса и диаметра объектива), но это сложно и нерационально.

*Светопропускание.* Прозрачность системы должна быть максимальной, так как при любом контрасте световой поток от искомой

звезды не должен быть меньше некоторого минимального значения. В условиях большой яркости небосвода, в наиболее светлое время дня прозрачность системы не используется, поскольку в связи с необходимостью ослабления световой нагрузки приходится применять светоослабители. Однако, так как требуется видеть звезды не только в наиболее светлое время дня, но в течение всех суток, малая прозрачность системы совершенно недопустима. Следовательно, приборы должны иметь максимальное светопропускание, но должны быть снабжены светоослабляющими фильтрами для включения их в яркое время суток с целью снятия перегрузки глаза и удержания зрачка глаза оптимального диаметра в пределах 2—3 мм.

Весьма целесообразно применение поляризационных фильтров.

Небосвод посылает на Землю свет различной степени поляризации в зависимости от расположения наблюдаемого участка неба относительно Солнца. Свет же от звезд практически не поляризован. Основываясь на разности поляризации фона и звезд, можно с помощью соответственно ориентированных поляризаторов добиться повышения контраста между звездой и фоном.

Большую пользу в смысле увеличения контраста могли бы дать спектрально селективные фильтры, но в этом вопросе встречаются трудности. Рассеивая солнечные лучи, атмосфера, в конечном итоге, пропускает на Землю более коротковолновую часть видимого спектра и задерживает длинноволновую. С этим эффектом связана голубизна небосвода. Максимум излучения звезд тоже смещен в коротковолновую часть спектра, поскольку цветовая температура звезд выше цветовой температуры солнца. Предпочтителен в отношении увеличения контраста звезды на фоне небосвода переход от визуального наблюдения к наблюдению с помощью телевизионной системы. Благодаря наличию строчности, контраст точечных объектов на телевизионных трубках растет. Невидимые в дневное время звезды при наблюдении в прибор глазом могут обнаружиться на телевизионном экране.

Говоря об оптических системах для рассматривания звезд в любое время суток, нельзя не обратить внимание на необходимость тщательной коррекции аберраций этих систем. Аберрации могут настолько уменьшить контраст, что изображение звезды бесследно исчезнет. Поэтому аберрации этих систем должны соответствовать критерию Рэля (меньше  $1/4\lambda$ ) по всему полю зрения.

**Построение максимум защищенной от рассеянного света оптической системы.** Борьба с рассеянным светом в оптических приборах является задачей первостепенной важности. Попавший после рассеяния стенками, оправами оптики или самой оптикой в глаз (на приемник) свет ухудшает контраст изображения и снижает разрешающую способность оптической системы. Поэтому для защиты от рассеянного света должны быть приняты всевозможные меры. Рассмотрим оптическую схему (рис. 47)

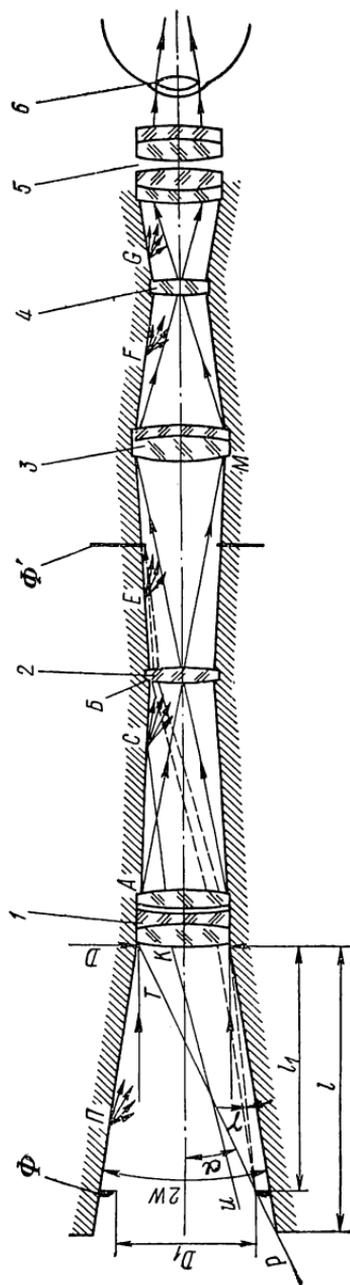


Рис. 47. Схема оптической системы, максимально защищенной от рассеянного света

состоящую из объектива 1, коллектива 2, оборачивающей линзы 3, коллектива 4 и окуляра 5. Объектив 1 изображает бесконечно удаленную плоскость на коллектив 2. Коллектив 2 проектирует объектив 1 (зрачок входа системы) на линзу 3. Последняя изображает коллектив 2 на коллектив 4. Коллектив 4 вместе с окуляром 5 проектируют линзу 3 (промежуточный зрачок) на зрачок глаза 6. Окуляр 5 изображает коллектив 4 и плоскость изображения в бесконечность. Любые точки стенок прибора, например *C*, *E*, *F*, *G*, в случае попадания в них световых лучей могут (на основании принципа Гюйгенса) рассматриваться как собственные источники диффузного излучения. Допустим, что луч *uK*, пройдя через объектив 1, попал в точку *C*. В этой точке он рассеется по законам диффузии. Но ни один луч рассеянного света из точки *C* после преломления коллективом 2 не может упасть на линзу 3, так как касательный к стенке *AB* граничный луч пойдет в точку *M* за пределом линзы 3 на основании того, что объектив 1 и линза 3 геометрически сопряжены между собой. Все лучи из точки *C* и из точек стенок между 1 и 2 попадут только на стенки прибора между линзами 2 и 3 и вторично рассеются. Но и они не пройдут дальше, так как ни один луч из точки *E*, согласно изложенному выше, не может попасть на коллектив 4. То же относится к точке *F* и к стенкам промежутка между линзами 3 и 4. Следовательно, рассеянный указанными стенками свет не может прийти в глаз.

Если бы вместо окуляра 5 стояла система для изображения коллектива 4 на приемник лучистой энергии, то промежуток между деталями 4 и 5 тоже был бы не опасен и на приемник не пришло бы ни первое, ни второе, ни третье, ни четвертое рассеяние (рассеяние первого, второго, третьего и т. д. порядка).

В визуальных приборах из промежутка между узлами 4 и 5, например из точки *G*, могут прийти в глаз рассеянные лучи. Эти лучи окажутся за пределом поля зрения прибора. Таким образом, в визуальных приборах можно отличить два вида рассеянного света: первый накладывается на основное изображение и ухудшает разрешающую способность (его можно назвать «полевым»), второй мешает наблюдению (как посторонний источник света) и должен быть назван боковым рассеянным светом. Наиболее вредным и нежелательным является первый. Для объективных приемников лучистой энергии оба вида рассеянного света одинаково опасны.

В результате проведенного анализа оптической схемы можно сделать следующее общее заключение: если оптическая система построена так, что каждый компонент проектирует впереди стоящий узел на последующий, то такая система самой схемой защищена от рассеянного стенками прибора и оправками линз света, притом, чем больше компонентов в системе, тем надежнее защита.

Из рассмотренного следует недопустимость вторжения каких-либо механических деталей в действующие пучки лучей, а также завышения световых размеров оптических деталей. Лишние части

оптических деталей работают только как проводники и источники рассеянного света. Распространенное мнение о том, что запасы в размерах, не определяющих зрочки или поля зрения оптических деталей, не страшны ошибочно. Границы оптики не должны вторгаться в область расположения механики и наоборот. Для создания «нейтральной полосы» на границе «оптика—механика» надо обратить особое внимание на обработку поясков оправ близлежащих к линзам. Они должны иметь максимальную светопоглотительную способность.

Все сказанное справедливо в пределах законов геометрической оптики. Аберрации могут нарушать изложенные принципы. Если, например, коллектив 2 будет иметь большие аберрации, то на линзу 3 придут лучи, рассеянные стенками промежутка 1—2. Следовательно, при анализе рассеянного света не следует забывать об аберрациях.

Необходимо отметить, что системы, где каждый предыдущий компонент изображается на последующий и соблюдено правило «невторжения», защищены от рассеянного света, могущего возникнуть вследствие дифрагирования лучей на кромках диафрагм.

Паразитный свет в оптических системах появляется еще и вследствие рассеивающей способности самих оптических деталей, определяемой неоднородностью сред; внутренними включениями в виде пузырей, камней, свилей; чистотой поверхностей; рассеиванием зеркальных слоев и просветляющих пленок; а также благодаря отражению от поверхностей линз. По указанным дефектам оптика должна быть высокого качества, а для уменьшения отражающей способности поверхностей — просветлена.

В системах, к которым предъявляются особо строгие требования в отношении защищенности от рассеянного света, требуется провести анализ возможности попадания в поле зрения бликов, вследствие отражений на поверхностях линз. Необходимо помнить, что строящие блик лучи претерпевают не менее двух отражений от поверхностей линз и поэтому их интенсивность невысока. Наиболее опасными могут быть блики вблизи плоскости изображения.

**Бленды на входе оптических систем.** Важнейшим мероприятием для защиты от рассеянного света является использование бленды на входе оптических систем.

Бленды, как и описанные выше средства и принципы, предохраняют от попадания в поле зрения прибора и глаз в виде рассеянного света лучей, идущих под углами большими, чем поле зрения прибора. С посторонним светом, попадающим непосредственно в поле зрения прибора, кардинальных мер борьбы не существует.

Рассмотрим некоторые принципы построения бленд.

Если конусность внутренней поверхности бленды равна (или больше) полю зрения  $2W$  (рис. 47), то ни один рассеянный поверхностью бленды луч (например из точки  $П$ ) не может прийти

в полевую диафрагму 2. Все они вначале попадают на стенки между компонентами 1 и 2, а затем на все последующие стенки. Если конусность бленды меньше  $2W$ , то рассеянный свет первого порядка идет в полевую диафрагму 2 и в глаз. Следовательно, конусность бленды должна быть больше поля зрения прибора.

Диаметр основания бленды  $D$  должен быть не меньше светового диаметра объектива.

Длина бленды  $l$  определяется лучом  $PT$  от постороннего источника, светящего под углом  $\alpha$  к оптической оси прибора, причем, как уже указывалось, угол  $\alpha$  не должен быть меньше угла  $W$ . В случае особой необходимости укорочения длины бленды до  $l_1$

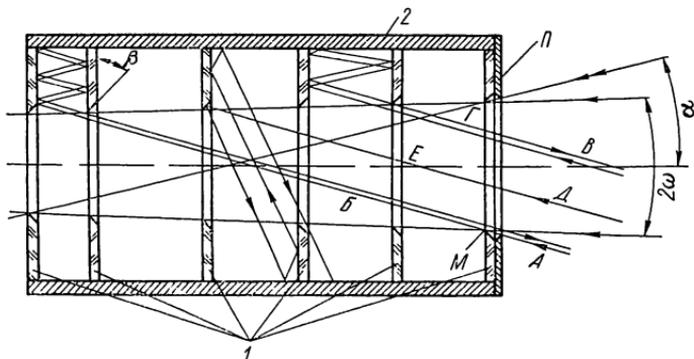


Рис. 48. Схема построения бленды на входе оптического прибора

можно применить, идя на некоторое виньетирование основного потока, диафрагму  $\Phi$  диаметром  $D_1$ , определяемым углом  $\alpha$  и расстоянием  $l_1$ . При этом, дифрагированный на кромке диафрагмы  $\Phi$  паразитный свет пойдет в пределах угла  $\gamma$  и проникнет в систему. От него следует оградиться диафрагмой  $\Phi'$ , поставленной в плоскости, сопряженной с плоскостью диафрагмы  $\Phi$ . Таким образом, установкой двух дополнительных диафрагм можно достигнуть уменьшения длины бленды, не допустив (с известным приближением) увеличения количества рассеянного света.

Внутренняя часть бленды (и по возможности других стенок прибора) должна быть такой, чтобы она как можно меньше отражала и рассеивала свет, т. е. чтобы попавшие на стенки лучи гасились, переходя в тепло, как в абсолютно черном теле. Для этого применяют матовое чернение и рифление. Однако, в наиболее ответственных случаях рекомендуется следующая конструкция бленды (рис. 48).

В корпусе 2 устанавливаются перегородки 1. Основное требование, предъявляемое к бленде, заключается в том, чтобы лучи после многократного отражения были очень сильно ослаблены. Количество перегородок и расстояния между ними определяются числом отражений лучей между двумя соседними перегородками

(см. лучи *АВ* и *ВГ*). Во избежание рассеяния света внутренними стенками перегородок отверстия в них делают коническими с конусом, обращенным к входу бленды. Кромки у острых углов  $\beta$  должны быть минимальными. Однако, так как и острая кромка дифрагирует свет, то и количество перегородок должно быть минимальным. Угол  $2\omega$  между лучами, касательными к кромкам, должен быть не меньше угла зрения прибора.

Поскольку светопропускание бленды (которое должно быть минимальным) лимитируется отражательной и рассеивающей способностью перегородок, то решающее значение имеет материал, из которого перегородки изготавливаются, и их обработка. Их можно изготавливать из металла с плоскостями, шлифованными до зеркального блеска (с целью ликвидации рассеивающей способности) и покрытыми слоем кремнезема для уменьшения отражения. После такой обработки, однако, достигается коэффициент отражения не менее 0,06 и не удастся полностью избавиться от рассеяния. Кромки перегородок из металла недостаточно остры и имеют зазубрины, поэтому бленды с металлическими перегородками имеют весьма большой коэффициент светопропускания.

Можно существенно снизить предел светопропускания бленды, изготовив перегородки из соответствующего стекла. Коэффициент отражения полированных и просветленных плоскостей стеклянных перегородок не превышает 0,016 при практически полном отсутствии светопропускания. Конические отверстия в перегородках делаются посредством шлифовки и полировки до получения острых и не имеющих разрывов кромок. Угол  $\beta$  из технологических соображений должен быть не очень малым (желательно больше  $45^\circ$ ). Величина угла определяется таким образом, чтобы отражаемый луч терялся внутри бленды в результате многократного отражения (см. луч *ДЕ*). Острые кромки стеклянных перегородок оказываются прозрачными даже при очень темных стеклах. Но в результате преломления углы между лучами и осью бленды увеличиваются и повышается вероятность гашения лучей в бленде. Лишь на первой перегородке (точка *М*) углы преломленных лучей уменьшаются. Для исключения отрицательного эффекта первой перегородки на входе бленды устанавливается одна металлическая перегородка *П*.

Эта бленда максимально защищает от лучей, падающих под углами большими, чем угол  $\alpha$ .

Преимущество бленды со стеклянными перегородками продемонстрировалось следующим опытом. Две бленды (одна с металлическими, а вторая со стеклянными перегородками) были установлены рядом на столе в хорошо освещенном помещении и их полости рассматривались сверху. При этом полость бленды со стеклянными перегородками оказалась совершенно черной, перегородки не видны настолько, что создавалось впечатление их полного отсутствия, в то время как полость бленды с металлическими

перегородками хорошо светилась и отчетливо были видны перегородки. Испытание той и другой бленды в оптическом приборе показало большое преимущество бленд со стеклянными перегородками.

Одновременно следует отметить, что стеклянные перегородки менее трудоемки в изготовлении и дешевле металлических. Плоскости стекла легко полируются и просветляются. Достижение же зеркальных плоскостей на металле значительно сложнее, а покрытие слоем кремнезема является трудным процессом.

Самой сложной операцией в изготовлении стеклянных перегородок является обработка поверхностей конических отверстий, которая проводится по следующей технологии. Подбирается стопа перегородок с соответствующими размерами отверстий. Если размеры не комплектуются, то применяют вспомогательные технологические прокладки. Каждая стопа снабжается внешними предохранительными щечками, склеивается мягким бальзамом, а затем шлифуется и полируется по конусу до получения необходимых размеров и острых кромок. Не рекомендуется соединять перегородки в стопе методом оптического контакта, так как при разьеме кромки выкрашиваются.

## 26. Формулы расчета энергии, воспринимаемой объективными приемниками лучистой энергии

**Общая формула.** Выведенные рабочие формулы (176) и (177) и другие им предшествующие, а также формулы (178) и (179), предназначены для расчета световой энергии оптических систем и энергии, воспринимаемой глазом наблюдателя, поскольку в них входит измеряемая в световых единицах яркость  $B$ , которая для объективных приемников лучистой энергии теряет смысл.

В общем случае, для любых приемников энергии, не исключая глаза, формула (176) должна быть представлена следующим выражением:

$$u' = q\pi \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda} d\lambda S' \sin^2 \alpha', \quad (184)$$

где  $u'$  — поток излучения в плоскости изображения;  $q$  — произведение всех поправочных коэффициентов

$$q = k_1 k_{2\lambda} k_3 k_{5\lambda} k_{6\lambda},$$

где  $k_1$  — коэффициент, учитывающий закон косинусов (см. табл. 18);  $k_{2\lambda}$  — интегральный коэффициент пропускания рабочего диапазона длин волн всей оптической системой, в том числе и фильтрами, если они есть;  $k_3$  — коэффициент, учитывающий распределение виньетирования по полю изображения;  $k_{5\lambda}$  — интегральная чув-

ствительность приемника в рабочем диапазоне длин волн;  $k_{6\lambda}$  — интегральный коэффициент черноты;  $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda} d\lambda$  — интегральная энергетическая яркость источника, приравненного к абсолютно черному телу, в рабочем участке спектра.

Все остальные величины, входящие в формулу (184), известны.

**Принцип нахождения спектральных коэффициентов.** Для расчета коэффициентов  $k_{2\lambda}$ ,  $k_{5\lambda}$ ,  $k_{6\lambda}$  необходимо знать значения этих величин для определенного количества точек в диапазоне рабочего спектра, по ним построить график, рассчитать площадь, ограни-

ТАБЛИЦА 24

$\lambda$ , ммк	$k_{\lambda}$	$\lambda$ , ммк	$k_{\lambda}$
400	0,0004	555	1
404	0,0008	589	0,750
434	0,017	600	0,631
450	0,038	650	0,107
486	0,170	656	0,080
500	0,323	700	0,004
546	0,995	750	0,0001
550	0,995		

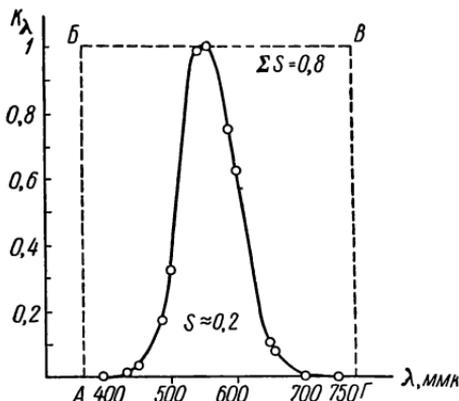


Рис. 49. График спектральной чувствительности глаза

ченную графиком и осью абсцисс, и поделить ее на максимально возможную площадь в масштабе данного графика.

Для примера рассчитаем  $k_{5\lambda}$  для глаза.

Спектральная чувствительность глаза для дневного зрения имеет следующие значения, приведенные в табл. 24.

Построим график зависимости  $k_{\lambda}$  от  $\lambda$  (рис. 49).

Площадь, заключенная между кривой и осью абсцисс, равна 0,2 в выбранном масштабе. Площадь прямоугольника  $АВВГ$  равна 0,8.

Взяв отношение этих площадей получаем, что для глаза  $k_{5\lambda} \cong \cong 0,25$ .

**Расчет интегральной энергетической яркости приравненных к абсолютно черному телу источников энергии, определение интег-**

**рала**  $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda} d\lambda$ . На основании закона Ламберта для абсолютно черного тела, которое является идеально рассеивающим телом, энергетическую яркость можно выразить следующей формулой:

$$B_{\lambda} = \frac{r_{\lambda}}{\pi}, \quad (185)$$

где  $r_{\lambda}$  — энергетическая светимость.

Энергетическая светимость в Вт/см<sup>2</sup>·мкм определяется по формуле Планка

$$r_{\lambda} = \frac{3,71 \cdot 10^4 \lambda^{-5}}{e^{\frac{14,38 \cdot 10^3}{\lambda T}} - 1}, \quad (186)$$

где  $e$  — основание натурального логарифма.

На основании закона Вина, максимальное излучение имеет место на длине волны  $\lambda_m$  в К·мкм, которая находится в следующей зависимости от абсолютной температуры  $T$ :

$$\lambda_m = \frac{2900}{T}. \quad (187)$$

Формула (187) может быть получена путем анализа формулы (186). Покажем справедливость формулы на примере.

Пусть  $T = 2900$  К, тогда из (187) получаем, что  $\lambda_m = 1$  мкм. Подставив в (186)  $\lambda_m$ , получаем

$$r_{\lambda} = \frac{3,71 \cdot 10^4}{1 (2,718^{4,959} - 1)} = 262,3 \text{ Вт/см}^2.$$

Теперь рассчитаем  $r$  для  $\lambda = 0,95$  и  $1,05$  мкм при той же температуре:

$$r_{\lambda} = \frac{3,71 \cdot 10^4}{0,774 (2,718^{5,220} - 1)} = 260,6 \text{ Вт/см}^2;$$

$$r_{\lambda} = \frac{3,71 \cdot 10^4}{1,276 (2,718^{4,722} - 1)} = 261,0 \text{ Вт/см}^2.$$

Следовательно, при  $\lambda = \lambda_m$ ,  $r_{\lambda}$  — максимально.

Это максимальное значение  $r_{\lambda} = r_{\lambda_m}$  с помощью той же формулы (186) можно выразить следующим образом:

$$r_{\lambda_m} = 1,3 \left( \frac{T}{1000} \right)^5. \quad (188)$$

Для упрощения расчетов по формуле Планка Ш. Фабри ввел следующий масштаб:

$$x = \frac{\lambda}{\lambda_m}; \quad (189)$$

$$y = \frac{r_{\lambda}}{r_{\lambda_m}}. \quad (190)$$

После чего получил из формулы (186) такую зависимость:

$$y = 143,32 \frac{x^{-5}}{10^{\frac{2,1563}{x}} - 1}. \quad (191)$$

По формуле (191) Ш. Фабри была составлена таблица значений  $y = f(x)$  (см. [15]).

Теперь расчет  $B_\lambda$  для любого  $\lambda$  в мкм при заданной температуре  $T$  становится элементарно простой задачей, а именно: для  $T$  находим  $\lambda_m$  по формуле (187) и  $r_{\lambda_m}$  — по (188).

Для рассматриваемой длины волны  $\lambda$  находим  $x$  по формуле (189) и  $y$  из таблицы Ш. Фабри и определяем  $r_\lambda$  из (190) и  $B_\lambda$  из (185).

Рассчитав  $B_\lambda$  для ряда значений  $\lambda$ , можно построить график зависимости между этими величинами. Площадь этого графика

в пределах от  $\lambda_1 = 0$  до  $\lambda_2 = \infty$  есть интеграл  $\int_0^\infty B_\lambda d\lambda$ .

На основании формулы Планка Стефан-Больцман дал следующую универсальную формулу выражения этого интеграла в Вт/(см<sup>2</sup>·град<sup>4</sup>) для любых температур абсолютно черного тела:

$$\int_0^\infty B_\lambda d\lambda = \frac{5,67}{\pi} \left( \frac{T}{1000} \right)^4. \quad (192)$$

Для небольших значений разности  $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$  с некоторым приближением можно написать

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_1 + \Delta\lambda} B_\lambda d\lambda = B_\lambda \Delta\lambda. \quad (193)$$

По графику  $B_\lambda = \Phi(\lambda)$  можно найти значение интеграла для любого интервала  $\lambda_2 - \lambda_1$  данного нагретого тела путем расчета площади соответствующей части графика. Однако Ш. Фабри существенно облегчил решение этой задачи, рассчитав коэффициенты  $z$  по формуле

$$z = \frac{\int_0^x y dx}{\int_0^\infty y dx}, \quad (194)$$

где  $x$  и  $y$  определяются по формулам (189) и (190).

Значения  $z$  в зависимости от  $x$  Ш. Фабри рассчитал и дал в виде таблицы [15].

Очевидно, что интеграл  $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda d\lambda$  можно теперь, на основании формул (193) и (194), выразить так:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda d\lambda = (z_2 - z_1) \frac{5,67}{\pi} \left( \frac{T}{1000} \right)^4. \quad (195)$$

**Определение энергетической яркости тел с линейчатым спектром.** Расчет энергетической яркости по формулам (193) и (195) может производиться только для приравненных к абсолютно черным телам источников энергии сплошного (нелинейчатого) спектра.

Для линейчатых спектров подходит только формула (192) Стефана-Больцмана. Формулы (193) и (195) теряют смысл.

Для тел, излучающих линейчатый спектр, энергетическую яркость линий рекомендуется рассчитывать путем определения полной яркости по формуле (192) и распределения ее на каждую линию спектра в соответствии

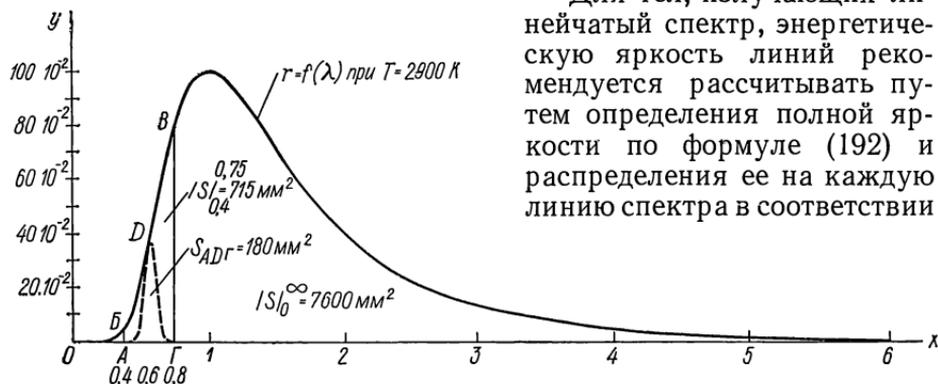


Рис. 50. График зависимости относительной энергетической светимости  $y = \frac{r\lambda}{r\lambda_{\max}}$  от относительной длины волны  $x = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}}$

с общим числом линий и значением  $y$  каждой линии. Этот прием, хотя и приближенный, дает удовлетворительные результаты.

Часто бывает, что в спектре несколько ярких линий, а остальные слабые. Тогда с известным приближением можно распределить всю величину яркости только на первые и пренебречь вторыми. Если линий множество, то можно пользоваться усредненной формулой (195), взяв  $z_2$  и  $z_1$  как расстояния между двумя соседними линиями или двумя соседними промежутками между ними.

*Расчет энергетической яркости для видимого диапазона спектра приравненных тел с различными температурами.* В видимой области спектра, распространяющейся от 0,4 до 0,75 мкм, заметное излучение имеет место, начиная с температур около 1000 К.

Рассчитываем  $\int_{0,4}^{0,75} B_{\lambda} d\lambda$  для температур от 1000 до 6000 К.

Находим  $\lambda_m$  по формуле (187). Затем рассчитываем  $x_1$  и  $x_2$  по формуле (189). В таблице Фабри отыскиваем  $z_1$  и  $z_2$ , требующиеся в формуле (195). Составляем табл. 25.

Показательной иллюстрацией к табл. 25 является график (рис. 50) значений  $y = \Phi(x)$ . График дает зависимость  $r = \Phi(\lambda)$  при  $T = 2900$  К (температуре Вина) и является типичным для излучения абсолютно черного тела. Он отвечает одной строке

табл. 25 при  $T = 2900$  К. Полный интеграл  $\int_0^8 B_\lambda d\lambda = = 128 \text{ Вт/см}^2$  — эквивалентен площади, ограниченной всей кривой и осью абсцисс, а на участке  $0,4 — 0,75$  мкм  $\int_0^{0,75} B_\lambda d\lambda = 12 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$  и соответствует площади  $АБВГ$ .

ТАБЛИЦА 25

$T, \text{ К}$	$\lambda_m, \text{ мкм}$	$x_1 = \frac{0,4}{\lambda_m}$	$x_2 = \frac{0,75}{\lambda_m}$	$z_1$	$z_2$	$z_2 - z_1$	$\int_0^8 B_\lambda d\lambda$ [формула (192)]	$\int_0^{0,75} B_\lambda d\lambda$ [формула (195)]
1 000	2,9	0,138	0,258	$10^{-12}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$	1,81	$1,1 \cdot 10^{-5}$
1 500	1,93	0,207	0,389	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	9,14	$1,1 \cdot 10^{-3}$
2 000	1,45	0,276	0,517	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	28,9	0,38
2 042	1,42	0,282	0,528	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	31,2	0,47
2 500	1,16	0,345	0,617	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	70,6	3,5
2 900	1,00	0,4	0,75	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-2}$	$9,4 \cdot 10^{-2}$	128,0	12
3 000	0,97	0,412	0,773	$2,1 \cdot 10^{-3}$	0,11	0,11	146,3	16
3 500	0,83	0,482	0,904	$7,9 \cdot 10^{-3}$	0,19	0,18	270,9	49
4 000	0,72	0,555	1,04	$2,1 \cdot 10^{-2}$	0,28	0,26	462,3	120
4 500	0,64	0,625	1,17	$4,1 \cdot 10^{-2}$	0,36	0,32	740,5	237
5 000	0,58	0,690	1,29	$6,7 \cdot 10^{-2}$	0,43	0,36	1 129	406
5 500	0,53	0,755	1,41	$9,9 \cdot 10^{-2}$	0,50	0,40	1 652	661
6 000	0,48	0,833	1,56	0,14	0,57	0,43	2 341	1007
7 000	0,41	0,975	1,83	0,23	0,67	0,44	—	—
7 500	0,39	1,03	1,92	0,27	0,70	0,43	—	—
8 000	0,36	1,11	2,08	0,32	0,74	0,42	—	—
29 000	0,1	4	7,5	0,94	0,988	0,048	707 281	3395

Кривая  $АДГ$  построена с учетом спектральной чувствительности глаза для дневного зрения (см. табл. 24).

В выбранном масштабе площадь, ограниченная всей кривой и осью абсцисс, равна:  $|S|_0^\infty = 7600 \text{ мм}^2$ . Площадь фигуры  $АБВГ$  равна:  $|S|_{0,4}^{0,75} = (z_2 - z_1) |S|_0^\infty = 0,094 \cdot 7600 = 715 \text{ мм}^2$ . Расчет площади фигуры  $АБВГ$  непосредственно на чертеже дает тот же результат. Площадь фигуры  $АДГ$  на чертеже равна:  $S_{АДГ} = = 180 \text{ мм}^2$ .

Таким образом, полученный из этого графика коэффициент интегральной чувствительности глаза  $k_{5\lambda} = \frac{S_{АДГ}}{|S|_{0,4}^{0,75}} \cong 0,25$  и

совпадает с ранее рассчитанным значением этого коэффициента из графика на рис. 49, что и следовало ожидать.

Теперь можно рассчитать энергию, проходящую через любой ослабитель (светофильтр).

По формуле (195) рассчитывается энергия заданного источника в пределах того диапазона, в котором пропускает ослабитель. По спектральной характеристике ослабителя определяется его интегральный коэффициент пропускания путем деления площади, ограниченной графиком, на площадь прямоугольника (по образцу графика рис. 49). Произведение рассчитанной по формуле (195) энергии на интегральный коэффициент пропускания ослабителя дает прошедшую через ослабитель энергию от данного источника.

В табл. 26 показана динамика изменения длин волн  $\lambda$  при заданных  $x$  в зависимости от изменения температуры  $T$ . Из таблицы видно, что с ростом температуры максимальное излучение приходится на более короткие длины волн.

ТАБЛИЦА 26

$x$	$\lambda$ , мкм при $T$ , К									
	1200	1400	1600	1800	2000	2200	2400	2600	2800	3000
0,2	0,482	0,412	0,362	0,322	0,288	0,262	0,240	0,222	0,20	0,192
0,4	0,964	0,824	0,724	0,644	0,576	0,524	0,480	0,444	0,40	0,384
0,6	1,45	1,236	1,086	0,966	0,864	0,786	0,720	0,666	0,60	0,576
0,8	1,93	1,650	1,45	1,29	1,15	1,05	0,960	0,888	0,80	0,770
1,0	2,41	2,06	1,81	1,61	1,44	1,31	1,20	1,11	1,00	0,962
1,2	2,89	2,47	2,17	1,93	1,72	1,57	1,44	1,33	1,20	1,15
1,4	3,38	2,88	2,53	2,25	2,01	1,83	1,68	1,55	1,40	1,34
1,6	3,86	3,30	2,89	2,57	2,30	2,10	1,92	1,77	1,60	1,54
1,8	4,34	3,71	3,26	2,90	2,59	2,36	2,16	1,99	1,80	1,73
2,0	4,82	4,12	3,62	3,22	2,88	2,62	2,40	2,22	2,00	1,92
2,2	5,31	4,53	3,98	3,54	3,16	2,88	2,64	2,44	2,20	2,11
2,4	5,78	4,95	4,35	3,87	3,46	3,15	2,88	2,66	2,40	2,31
2,6	6,27	5,36	4,71	4,18	3,74	3,41	3,12	2,88	2,60	2,50
2,8	6,75	5,77	5,06	4,52	4,03	3,67	3,36	3,11	2,80	2,69
3,0	7,24	6,18	5,43	4,83	4,32	3,93	3,60	3,33	3,00	2,88
3,2	7,72	6,60	5,79	5,16	4,61	4,20	3,84	3,55	3,20	3,08
3,4	8,20	7,01	6,16	5,47	4,88	4,46	4,08	3,77	3,40	3,27
3,6	8,68	7,42	6,52	5,80	5,18	4,72	4,32	3,99	3,60	3,46
3,8	9,16	7,83	6,87	6,12	5,47	4,98	4,56	4,22	3,80	3,67
4,0	9,64	8,24	7,24	6,44	5,76	5,24	4,80	4,44	4,00	3,85

**Выбор рациональных источников лучистой энергии для заданных приемников и обратная задача.** Из табл. 25 видно, что для видимого света ( $\lambda = 0,4 \div 0,75$  мкм) максимальный коэффициент полезного действия  $(z_2 - z_1)_{\max}$  имеет место при температуре источника  $\sim 7000$  К, где он равен 0,44; при 2900 К он равен  $\sim 0,1$ ; при 1500К—0,01. Для любого приемника, зная область его чувствительности, можно определить самую выгодную цветовую температуру источника.

Тем же приемом можно решить и обратную задачу: подобрать наиболее подходящий приемник, если известна цветовая температура источника.

По-видимому, наибольшая продуктивность работы глаза в диапазоне температур источника света 6000—7000 К является одной из закономерностей природы и объясняется тем, что такова температура поверхности солнца.

*Формула для расчета лучистого потока в плоскости изображения при круглом зрачке выхода.* Имея все коэффициенты и зная размерность энергетической яркости, можно написать следующую рабочую формулу для расчета лучистого потока в Вт/см<sup>2</sup> в плоскости изображения при круглом зрачке выхода по аналогии с формулой (184):

$$u' = q\pi \left( \frac{n'}{n} \right)^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda d\lambda S' \sin^2 \alpha'. \quad (196)$$

Для расчета лучистого потока в предметной плоскости формула (196) должна интерпретироваться точно так же, как в подобных случаях при расчете световых потоков (см. п. 20).

*Связь между единицами измерения потока излучения вообще и светового потока в частности, перевод люменов в ватты.* Как видно из табл. 24, глаз наиболее чувствителен к монохроматическому излучению с длиной волны  $\lambda = 555$  мкм. Один ватт такого потока излучения приравнивается к 683 световым люменам. В связи с тем, что для разных длин волн глаз имеет различную чувствительность (см. табл. 24), при переходе от одних единиц к другим надо учитывать чувствительность глаза к данному монохроматическому излучению.

Чтобы перевести в ватты известный световой поток в люменах для данной длины волны, необходимо люмены поделить на число 683 лм/Вт и на соответствующий коэффициент  $k_\lambda$  из табл. 24, т. е.

$$u_\lambda = \frac{\Phi_\lambda}{683k_\lambda}. \quad (197)$$

Для интегрального белого света надо в формуле (197) использовать интегральный коэффициент чувствительности глаза  $k_5 = 0,25$ .

Тогда получаем

$$u_{\text{вид}} = \frac{\Phi_{\text{вид}}}{170}. \quad (198)$$

Формулы (197) и (198) теряют смысл до и за пределами видимого спектра ( $\lambda = 0,4 + 0,75$  мкм). Однако нередко лучистый поток в ваттах для любого диапазона спектра сравнивают со световым потоком в люменах, умножив первый или поделив второй на 683 лм/Вт, предполагая при этом в формуле (197)  $k_\lambda = 1$ .

**Потоки энергии (световые потоки) при лазерном излучении.** Лазеры — оптические квантовые генераторы — являются источниками монохроматического и когерентного излучения очень большой мощности. Вся энергия, излучаемая лазером, распространяется в довольно узком телесном угле: плоский угол расходимости пучка не превышает  $20'$ . Теоретически этот угол должен быть чрезвычайно малым. Его величина определяется однородностью вещества активного тела и поэтому по мере совершенствования лазерной техники будет уменьшаться. С помощью оптической системы угол расходимости пучка можно уменьшить или увеличить в зависимости от условий применения. Например, в лазерных локаторах, работавших совместно с отражателями, установленными на Луне американскими астронавтами и нашим «Луноходом-1», угол расходимости был равен нескольким секундам.

Если только с геометрической точки зрения провести параллель между обыкновенным источником и лазерным, то можно считать, что второй получился в результате того, что удалось собрать распространяемую по сфероиду энергию обычного источника и послать ее в одном направлении. Никакими средствами, применявшимися многократно ранее, такого достигнуть не удавалось. Главным эффектом, однако, достигается в результате того, что в лазерном источнике используется «внутриатомная» энергия. Если атом приобретает энергию, например вследствие облучения яркой вспышкой света, то электрон может перейти в возбужденное состояние с более высокой энергией, из которого через короткий промежуток времени переходит обратно в стационарное состояние, излучая при этом избыток энергии в виде фотона.

Если электронов на верхних уровнях станет больше, чем на нижних (инверсная населенность), то в момент их перехода в стационарное состояние возникает своего рода цепная реакция с образованием фотонной лавины, которая усиливается вследствие многократного отражения в резонаторе лазера. Образуется очень интенсивный световой импульс.

В настоящее время существуют лазеры мощностью от милливатт ( $1 \text{ мВт} = 0,001 \text{ Вт}$ ) до гигаватт ( $1 \text{ гВт} = 10^9 \text{ Вт}$ ). Могут быть лазеры еще значительно более мощные. Но даже при мощности в милливатт лазерный источник является более сильным, чем обыкновенный. Для примера сравним гелий-неоновый лазер, излучающий на волне  $0,63$  мкм пучок лучей энергетической мощности  $0,001 \text{ Вт}$  ( $1 \text{ мВт}$ ) при расходимости  $\alpha = 20'$ , с очень сильной лампой накаливания К40, световой поток которой равен  $15\ 000$  лм.

В телесном угле расходимостью в  $20'$  от лампы К40 пойдет световой поток  $\Phi_{К40} = 15\,000\eta$  лм, где  $\eta = 1/16\alpha^2$  (см. табл. 20), т. е.

$$\Phi_{К40} = 15\,000^{1/16} \cdot 0,0058^2 = 0,032 \text{ лм.}$$

Сравниваемый лазер при таком же угле расходимости  $20'$  имеет следующий, определяющийся формулой (211), световой поток:

$$\Phi_{\text{лаз}} = 0,001 \cdot 683 \cdot k_{\lambda}.$$

Для длины волны  $0,63$  мкм имеем  $k_{\lambda} = 0,23$

$$\Phi_{\text{лаз}} = 0,001 \cdot 683 \cdot 0,23 = 0,16 \text{ лм.}$$

Итак, лазер мощностью всего лишь в  $0,001$  Вт по плотности энергии и силе света превышает в  $5$  раз весьма сильную лампу накаливания.

Если учесть, что в принципе угол  $\alpha$  лазера может быть чрезвычайно малым (значительно меньше  $20'$ ), то абсолютная и относительная сила света его (увеличивающаяся пропорционально квадрату угла) резко возрастает.

В связи с этим легко представить колоссальность силы света лазеров мощностью в гигаватты (на  $12$  порядков больше рассмотренного в примере) и уже существующих более мощных лазеров.

Если бы весь световой поток от лампы К40 удалось сосредоточить в одном направлении, то мощность такого источника была бы равна всего  $15\,000 : 170 \cong 90$  Вт.

После этого становится очевидным, что проблема связи с мирами вне солнечной системы, по-видимому, будет решаться с применением лазерных излучателей, огромная энергия которых, при очень малой расходимости пучков, может быть воспринята на расстоянии десятков световых лет.

Уже сейчас выполнен эксперимент по измерению расстояния до Луны с феноменальной точностью до  $30$  см с помощью лазерной установки и лунного отражателя. Этот отражатель составлен из ряда призм тройного отражения (называемых уголковыми отражателями), представляющих собой отрезанный от куба угол. Замечательное свойство этой призмы заключается в том, что независимо от ее положения отраженный луч возвращается в обратном направлении строго параллельно падающему лучу. В связи с этим, оставаясь лицевой стороной к лучу, отражатель может претерпевать значительные наклоны и повороты, не вызывая отклонения отраженных лучей. Только такой отражатель необходим при межпланетных или космических расстояниях между передаточно-приемной станцией и отражателем. Для удовлетворительной работы всей установки связи основной трехгранный угол и поверхности призм отражателя должны быть выдержаны с предельно высокой точностью. Во избежание температурных искажений формы уголкового отражателя (вызванных

градиентом температуры в массе отражателя), возникающих вследствие прямого нагрева солнечными лучами или колебаний температуры на поверхности Луны, достигающих от  $-170$  до  $+130^\circ\text{C}$ , материал призмы должен быть в высшей степени однородным, с минимальным коэффициентом термического расширения. По-видимому, кроме кварцевого стекла специальных марок, для этой цели в природе другого материала не имеется.

Примененный в этом эксперименте рубиновый лазер имел импульсную мощность излучения 500 МВт с промежутками между импульсами 3 с и длительностью 50 нс.

Энергия лазера пропусклась через 120-дюймовый ( $\sim 3$  м) телескоп. Большой диаметр объектива и большое увеличение телескопа требуется для уменьшения угла расхождения пучка лазера.

Учитывая, что диаметр пучка на Луне достигал 1,5—6 км, получаем, что угол пучка по выходе из телескопа равен 1—3". Вероятно, угол раствора пучка в самом лазере равен  $\sim 2,5'$ . Тогда увеличение телескопа получается порядка  $100\times$ , а диаметр пучка самого лазера 30 мм.

При мощности в 500 МВт, плотность потока энергии в Вт/м<sup>2</sup> на объективе телескопа диаметром 3 м будет равна

$$E_{\text{лаз}} = \frac{500 \cdot 10^6}{\pi 3^2} = 7 \cdot 10^7.$$

Для сравнения рассчитаем плотность потока видимого света, создаваемого Солнцем на поверхности Земли, она равна

$$E_{\text{вид}} = \frac{500 \cdot 10^3}{170} = 9 \cdot 10^2,$$

где  $500 \cdot 10^3$  — освещенность поверхности Земли Солнцем в ясную погоду в лм/м<sup>2</sup>; 170 — коэффициент из формулы (198) в лм/Вт.

Взяв отношение  $E_{\text{лаз}}/E_{\text{вид}}$ , получаем, что плотность потока энергии лазера в 500 МВт (примененного в эксперименте измерения расстояния от Земли до Луны) больше плотности потока, создаваемого Солнцем на Земле, приблизительно на пять порядков.

Однако, после отражения от лунного отражателя, размер рабочей части которого равен  $60 \times 60$  см<sup>2</sup> при наименьшем диаметре пучка на Луне, равном 1,5 км, получаем коэффициент срезания пучка, равный

$$60 \times 60 : \frac{\pi (1,5 \cdot 10^5)^2}{4} = \frac{3,6 \cdot 10^3}{1,8 \cdot 10^{10}} = 2 \cdot 10^{-7}.$$

Кроме того должны быть учтены потери в атмосфере при прямом и обратном ходе луча на поглощение (рассеяние).

Из сказанного ясно, что желательно иметь как можно меньший угол расхождения пучка лазера.

Следует помнить также, что исключительная перспективность лазеров для целей локации сверхдалеких объектов наряду с большой плотностью потока энергии связана с тем, что лазерное излучение по своей природе в высшей степени стабильно по частоте.

#### 27. Глаз как оптическая система

**Общие сведения.** Глаз является оптической системой, обладающей комплексом важных свойств, достигнуть которых искусственным способом, в рамках одного прибора, не представляется возможным. Глаз — универсальный оптический прибор. Нормальный глаз имеет широкий диапазон фокусировок (аккомодаций) от близкого расстояния до бесконечности, поле зрения его приближается к полусфере, он приспосабливается (адаптируется) к различным условиям освещенности, обладает зрительной памятью.

Переменная фокусировка осуществляется путем изменения радиусов кривизны хрусталика вследствие изменения напряжения мышц, большой угол поля зрения достигается благодаря сочетанию подвижности глаза в орбите (в неподвижном положении резкое поле зрения глаза невелико, оно не больше  $6^\circ$ ) и памяти, которая по времени больше, чем время полного поворота глаза, приспособляемость к различным условиям освещения имеет место, благодаря наличию на сетчатке двух видов светочувствительных элементов: колбочек и палочек. Все функции глаза осуществляются по сигналу из коры головного мозга, причем, кроме обзора, процессы протекают автоматически, в зависимости от внешних условий.

Достижение каждого свойства глаза в отдельности, всех вместе и их координация, обусловлено строением глаза и изучается физиологической оптикой и медициной. Более или менее одинаковое описание строения глаза человека и его функций с точки зрения физиологии можно встретить почти в каждой книге по оптике, и поэтому мы не станем касаться этой стороны вопроса.

Несмотря, однако, на уникальность глаза, его «приборные» свойства не полны: он не обладает, например, собственной линией визирования, весьма ограничена его масштабность и, в известной мере, узок воспринимаемый глазом участок электромагнитного спектра. Цель оптических приборов—восполнить и усилить функции глаза. Но, к сожалению, ни один оптический прибор не в состоянии выполнить эту задачу целиком. Восполняя или усиливая отдельные функции, оптический прибор нередко ликвидирует универсальность глаза. По-видимому, вряд ли есть выход

из этого положения и едва ли удастся создать прибор, существенно повышающий масштабы изображения глаза, сохранив при этом широкий диапазон фокусировок и большое поле зрения.

**Ослабление фокусиловочных возможностей (аккомодации) глаза.** Наиболее распространенным дефектом глаза является ослабление его фокусиловочных возможностей. Это связано с пониженной эластичностью мышц, которые регулируют радиусы кривизны хрусталика. Такая заторможенность мышц бывает аномальной, врожденной (близорукость или дальнозоркость) и нормально-возрастной. Ближайшая плоскость, на которую удается сфокусировать без напряжения (без головной боли), с возрастом благодаря удлинению фокусного расстояния хрусталика удаляется.

**Аккомодация нормального глаза и исправление возрастной дальнозоркости, расчет очковых линз.** Нормальный глаз от природы приспособлен так, что самая удаленная плоскость фокусировки расположена в бесконечности, а самая близкая, в зависимости от возраста, находится на различных расстояниях от глаза.

У детей самая близкая плоскость фокусировки лежит на расстоянии 70 мм от глаза, с возрастом эта плоскость удаляется и примерно к 60 годам расстояние достигает 2000 мм. К старости, когда фокусное расстояние глаза становится больше расстояния от глаза до сетчатки («короткий глаз»), самая близкая и самая далекая плоскости фокусировки перемещаются «дальше бесконечности», в мнимое пространство. Таким образом, с возрастом сужается широта аккомодации глаза.

В табл. 27 даны положения самой близкой, средней и самой далекой плоскости фокусировки, широта аккомодации, максимальный диаметр зрачка глаза, диоптрийность очков, требующихся для исправления возрастной дальнозоркости при условии расположения плоскости фокусировки на расстоянии 250 мм от глаза,  $b_n = -250$  мм.

Приблизительно до 60-летнего возраста, когда острота зрения (по состоянию сетчатки глаза) еще не нарушена, с целью уменьшения нагрузки на аккомодирующие мышцы, полезно работать при увеличенном расстоянии до глаза (например, 300 мм). В табл. 27 показана диоптрийность очков для этого расстояния в возрасте 40—60 лет. Для более старших возрастов вследствие ослабления «разрешающей способности» сетчатки глаза не рекомендуется идти на увеличение расстояния до объектов наблюдения, поскольку с увеличением расстояния уменьшаются угловые величины объектов, их масштабность.

Таким образом, при нормальном развитии зрения в возрасте 35 лет следует применять очки с 0,5 дптр, в 40 лет — 1 дптр, в 45 лет — 1,5 дптр, в 50 лет — 2 дптр, в 55 лет — 2,5 дптр, в 60 лет — 3 дптр, в 65 лет — 4 дптр, в 70 лет — 5 дптр, в 75 лет — 6 дптр, в 80 лет — 7 дптр. Разумеется, у отдельных лиц могут быть отклонения от этой нормы в ту и другую сторону. С целью сохранения нормальной работоспособности глаз и избежания

Основные параметры	Возраст в годах							
	10	20	30	40	50	60	70	80
Расстояния до плоскостей аккомодации:								
до самой близкой $b_1$ , мм	-70	-100	-140	-220	-400	-2000	+1000	+400
» » далекой $b_2$ , мм	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	+2000	+800	+400
» средней $b_{cp}^*$ , мм	-140	-200	-280	-440	-800	$\infty$	+900	+400
Широта аккомодации $D$ , дптр	14	10	7	4,5	2,5	1	0,25	0
Максимальный диаметр зрачка глаза $d_{зр}$ , мм	8	8	7	6	5	4	3	2,3
Диоптрийность очков $D$ , дптр, для исправления возрастной дальнозоркости при наилучшем расстоянии $b_H$ :								
при $b_H = -250$ мм	0	0	0,4	1,7	2,7	4	5	6,5
» $b_H = -300$ мм	0	0	0	1,1	2,1	3,3		
Расстояния до плоскостей аккомодации при пользовании очками:								
$b_H = -250$ мм:								
$b_1$ , мм			-135	-160	-190	-220	-240	-250
$b_2$ , мм			-2500	-600	-370	-285	-255	-250
$b_H = -300$ мм:								
$b_1$ , мм				-175	-220	-260		
$b_2$ , мм				-900	-475	-350		
Широта аккомодации при пользовании очками $D$ , дптр			7	4,5	2,5	1	0,25	0

\* Положение средней плоскости фокусировки определяется следующим образом: в соответствии с формулой (21) при  $x = b$  и  $f = -f'$ , получаем  $x_1' = -\frac{f'}{b_1}$ ;  $x_2' = \frac{f'}{b_2}$ , следовательно,  $\frac{x_1' + x_2'}{2} = -\frac{f'}{2} \left( \frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} \right)$ ;  $b_{cp} = -\frac{f'^2}{\frac{x_1' + x_2'}{2}} = \frac{2}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}}$  при  $b_2 = \infty$ ;  $b_{cp} = 2b_1$ .

перенапряжения мышц, приводящего нередко к головной боли, надо своевременно, начиная с 35 лет пользоваться очками, сначала диоптрийностью в 0,5 с усилением по годам согласно табличным данным.

Приведенная в табл. 27 диоптрийность очков рассчитывается по формуле (24), в которой учитывается следующее: вводится диоптрийная мера, согласно которой (см. п. 5) за единицу принимается диоптрийность линзы с фокусным расстоянием 1000 мм. При таком условии

$$D = \frac{1000}{f'}. \quad (199)$$

Подставив (24) в (199) и учитывая, что  $b'$  есть расстояние до средней плоскости:  $b' = b_{\text{ср}}$  (табл. 27), а  $b = b_{\text{н}}$  — расстояние наилучшего видения, получаем

$$D = \frac{1000(b_{\text{н}} - b_{\text{ср}})}{b_{\text{н}}b_{\text{ср}}}. \quad (200)$$

По формуле (200), приняв  $b_{\text{н}} = -250$  и  $-300$  мм, рассчитана показанная в табл. 27 диоптрийность очков. Рассчитаны также расстояния до самой близкой и самой далекой плоскостей аккомодации при пользовании очками. Показано, что широта аккомодации в диоптриях при пользовании очками остается такой же, как у невооруженного глаза; это вытекает из формулы (50), поскольку широта аккомодации есть разность углов, которая не изменяется от прибавления (или вычитания) к каждому углу одной и той же величины.

В расчетах не принималось во внимание расстояние между глазом и очковой линзой, поскольку оно мало (10—15 мм) по сравнению с расстоянием до плоскостей аккомодации невооруженного глаза, и от пренебрежения этой величиной результаты практически не изменились. Расстояние между самой близкой и самой далекой плоскостями аккомодации даны без учета глубины резкости, которая при желании может быть рассчитана по формуле (123). При расчете диоптрийности очков для исправления врожденной дальнозоркости следует пользоваться формулой (200), приняв в ней отвечающую конкретному субъекту величину  $b_{\text{ср}}$ .

**Исправление близорукости глаза, расчет очковых линз.** Нередко люди страдают выраженной в той или иной мере близорукостью. Этот дефект зрения связан с тем, что кривизна поверхностей хрусталика слишком велика и фокусное расстояние мало или сетчатка расположена далеко от хрусталика («длинный глаз»). В том или другом случае фокусное расстояние хрусталика необходимо увеличить, это достигается путем применения отрицательной линзы. С возрастом, благодаря расслаблению мышц, управляющих кривизной поверхностей хрусталика, ближняя плоскость фокусировки может отодвинуться и для ближнего зрения может

отпасть необходимость в очках. Но, как уже отмечалось, с возрастом уменьшается ширина аккомодации, поэтому близорукий человек от очков вообще избавиться не может, поскольку для дали они остаются необходимыми.

При расчете диоптрийности линз для исправления близорукости следует в формуле (200) учесть расстояние  $d$  между глазом и очковой линзой, поскольку расстояние  $b_n$  и  $b_{cp}$  невелики и расстояние  $d$  начинает сказываться. Необходимо к  $b_n$  и  $b_{cp}$  алгебраически прибавить  $d$ , тогда формула принимает вид

$$D = \frac{1000 (b_n - b_{cp})}{(b_n + d)(b_{cp} + d)}. \quad (201)$$

Предполагается, что линза тонкая и главные плоскости совпадают с ней. Поскольку речь идет о близоруких людях, то  $b_{cp}$  по абсолютной величине меньше 250 мм, расстояние наилучшего видения по-прежнему  $b_n = -250$  мм. Если при расчете получается слишком крутая линза (например, выше 10 дптр), то целесообразно уменьшить по абсолютной величине  $b_n$ .

Произведем расчет диоптрийности очковых линз для различной степени близорукости:  $b_{cp} = (-250) - (-60)$  мм (табл. 28), расстояние от линзы до глаза  $d = 15$  мм. Из таблицы видно, что до  $b_{cp} = -85$  мм можно, не превышая диоптрийности 10, работать с расстояния 250 мм. При более сильной близорукости, не желая идти на очень крутые линзы, приходится довольствоваться более близкими расстояниями.

В диапазоне  $b_{cp} = (-100) - (-60)$  рассчитана диоптрийность также для  $b_n = -200$  мм, но и в этом случае для  $|b_n| < 80$  мм линзы получаются очень крутые. В связи с этим рассчитаны рабочие расстояния  $b_n$  для двух заданных линз: с диоптрийностью  $-10$  для  $b_{cp} = (-85) - (-60)$  мм, и  $-12$  для  $b_{cp} = (-72,5) - (-60)$  мм.

Рабочие расстояния  $b_n$  для линз с заданной диоптрийностью  $D$  рассчитываются по формуле, вытекающей из формулы (26),

$$b_n = \frac{\frac{1000}{D} (b_{cp} + d)}{\frac{1000}{D} - (b_{cp} + d)} - d. \quad (202)$$

Минимальное рабочее расстояние  $b_n$  принято около 100 мм (по-видимому, более близкое расстояние нежелательно).

**Бифокальные и трифокальные очки.** У людей с нормальным зрением до определенного возраста ширина аккомодации столь велика, что они способны без затруднения видеть резко предметы, расположенные с довольно близкого расстояния (250 мм и меньше), до бесконечности.

Дальнозоркие люди при той же широте аккомодации могут видеть «дальше бесконечности» (без всякой пользы), но зато самая

$b_{\text{ср}}, \text{ мм}$	$b_{\text{н}}, \text{ мм}$	$D, \text{ дптр}$	$b_{\text{ср}}, \text{ мм}$	$b_{\text{н}}, \text{ мм}$	$D, \text{ дптр}$	
—250	—250	0,00	—87,5	(—250) ÷ (—200)	(—9,54) ÷ (—8,39)	
—240		—0,19	—85,0		(—10,0) ÷ (—8,88)	
—230		—0,40	—82,5		(—10,56) ÷ (—9,41)	
—220		—0,62	—80,0		(—11,12) ÷ (—9,98)	
—210		—0,87	—77,5		(—11,74) ÷ (—10,59)	
—200		—1,14	—75,0		(—12,41) ÷ (—11,26)	
—190		—1,46	—72,5		(—13,13) ÷ (—11,98)	
—180		—1,80	—70,0		(—13,92) ÷ (—12,78)	
—170		—2,20	—67,5		(—14,79) ÷ (—13,64)	
—160		—2,64	—65,0		(—15,74) ÷ (—14,59)	
—150		—3,15	—62,0		(—16,80) ÷ (—15,65)	
—145		—3,44	—60,0		(—18,0) ÷ (—16,81)	
—140		—3,74				
—135		—4,08				
—130		—4,44				
—125		—4,83				
—120		—5,27				
—115		—5,74				
—110		—6,27				
—105		—6,85				
			—85,0	—248	—10,00	
			—82,5	—223		
			—80,0	—201		
			—77,5	—182		
			—75,0	—165		
—100	(—250) ÷ (—200)	(—7,50) ÷ (—6,35)	—72,5	(—150) ÷ (—200)	(—10,0) ÷ (—12,00)	
—97,5		(—7,86) ÷ (—6,71)	—70,0	(—137) ÷ (—177)		
—95,0		(—8,24) ÷ (—7,09)	—67,5	(—125) ÷ (—157)		
—92,5		(—8,65) ÷ (—7,50)	—65,0	(—115) ÷ (—140)		
—90,0		(—9,08) ÷ (—7,92)	—62,5	(—105) ÷ (—125)		
			—60,0	(—97) ÷ (—112)		

близкая плоскость для них расположена дальше 250 мм; у близоруких — ближайшая плоскость оказывается расположенной на слишком малом расстоянии от глаза, но одновременно приближается самая далекая плоскость, и они не могут резко видеть вдаль. По мере старения человека широта аккомодации уменьшается. Как уже было показано, обыкновенные очковые линзы могут смещать плоскость наилучшей фокусировки в любую сторону, но не могут повлиять на широту аккомодации. Для увеличения последней линза должна была бы иметь плавно переменное фокусное расстояние, что невозможно осуществить одной линзой и может быть осуществлено только системой линз. Однако система линз для коррекции зрения широко применяться не может. Для этой цели требуется иная конструкция очков: бифокальные и трифокальные очки, принцип действия которых заключается в следующем. Благодаря наличию расстояния между глазом и очковой линзой последняя работает своей верхней частью при наблюдении вдаль и нижней — при близких расстояниях (за столом), можно верхнюю часть линзы сделать с таким фокусным расстоянием, которое требуется для дальнего, а нижнюю — для ближнего видения. Так были изобретены бифокальные (двухфокусные) линзы, которые решили задачу одновременной коррекции фокусности и широты аккомодации глаза. Бифокальные очки в настоящее время очень широко распространены.

На этом же принципе строятся трифокальные (трехфокусные) очковые линзы, в которых верхняя часть для дали, средняя — для промежуточных и нижняя — для близких расстояний. Трифокальные очки предназначаются для коррекции глаз с очень малой широтой аккомодации. Известна еще одна разновидность очковых линз — контактные линзы. Эти линзы подводятся под веко наблюдателя и через специальную жидкость ставятся на контакт к роговице глаза и линза, естественно, вращается совместно с глазом. Она рассчитана индивидуально для каждого наблюдателя, ее вогнутая сторона делается под поверхность роговицы данного наблюдателя, а внешняя — соответственно его диоптрийности. Главный недостаток контактных линз — это трудности, связанные с их установкой и съемом (на ночь их полагается снимать). Серьезным затруднением является необходимость точной индивидуальной подгонки каждой линзы, что вызывает их сравнительно высокую стоимость. Кроме того, отпадает возможность получения бифокальности. Все это вместе привело к тому, что эти линзы, известные уже более 50 лет, до настоящего времени не нашли широкого применения.

## 28. Система, состоящая из объектива и окуляра

**Окуляр-лупа.** С давних времен для получения увеличенных размеров изображений близко расположенных предметов люди стали применять положительную линзу, известную под названием

лупа. Лупы в виде отдельных линз не могут обеспечить удовлетворительного качества изображения для более или менее значительного размера поля зрения, поэтому впоследствии их стали усложнять: делать из нескольких или склеенных линз.

Примененные для рассмотрения в увеличенном масштабе изображений, даваемых впередистоящими системами (например, объективами), лупы стали называться окулярами. Таким образом, по принципу действия окуляры ничем не отличаются от луп, только первые лучше коррегированы на качество изображения и поэтому они, как правило, сложнее и поле зрения окуляров больше. При работе с окуляром предметы располагаются в его передней фокальной плоскости и рассматриваются на параллельных пучках лучей, как бесконечно удаленные, т. е. при покое аккомодации глаза.

Поскольку зрение человека тренировано на объекты, расположенные ближе бесконечности (см. табл. 27,  $b_{ср}$ ), то целесообразно предметную плоскость сместить из фокальной плоскости ближе к окуляру на величину

$$x = - \frac{f_{ок}'^2 D}{1000}. \quad (203)$$

Формула (203) вытекает из формулы (21) при  $x' = \frac{1000 \text{ мм}}{D}$ , где  $D$  — выраженная в диоптриях непараллельность пучка лучей в промежутке между окуляром и глазом;  $f_{ок}'$  — фокусное расстояние окуляра. При нормальном зрении  $D = 1,5 \div 2$ , что соответствует приблизительно удвоенному расстоянию наилучшего видения.

Диоптрийные шкалы окуляров тоже рассчитываются по этой формуле. Увеличение (видимое увеличение) окуляра, а также лупы рассчитывается по формуле

$$\Gamma = \frac{250}{f_{ок}'}$$

При диоптрийных подвижках увеличение окуляра практически остается неизменным.

**Объектив плюс окуляр, видимое увеличение.** Следующая после окуляра система для работы совместно с глазом, как минимум, состоит из объектива и окуляра. Объектив строит изображение предметов в некоторой плоскости, а окуляр переносит эти изображения на сетчатку глаза. При этом глаз работает с минимальной аккомодацией, но с масштабностью, зависящей от сочетания данных (фокусных расстояний) объектива и окуляра.

В общем случае предметы  $y$  находятся на некотором расстоянии —  $b_{об}$  от объектива (рис. 51), а изображения  $y'$  — в передней фокальной плоскости окуляра  $F_{ок}$  на расстоянии  $b'_{об}$  от объектива.

На основании условия, что глаз с помощью окуляра рассматривает даваемое объективом изображение предметов, получаем, что видимое увеличение  $\Gamma$  системы равно произведению линейного увеличения объектива  $v_{об}$  на видимое увеличение окуляра  $\Gamma_{ок}$ , т. е.

$$\Gamma = v_{об}\Gamma_{ок}. \quad (204)$$

Линейное увеличение объектива рассчитывается по формулам (20) или (22), а окуляра — по (32).

Формула (204) пригодна для любых расстояний до предметов, кроме бесконечности. Следовательно, для расчета увеличения любой системы, кроме телескопической, следует пользоваться этой формулой.

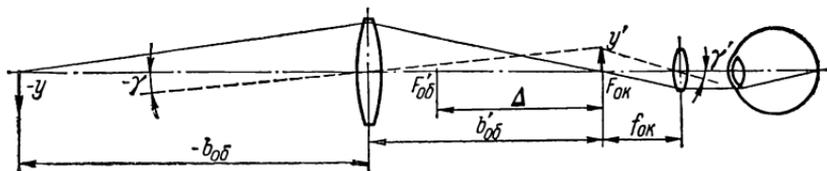


Рис. 51. Оптическая схема системы из объектива и окуляра, используемая при любом расстоянии до предметной плоскости

**Телескопическая система, видимое увеличение.** Когда предметы находятся в бесконечности ( $b_{об} = \infty$ ), то состоящая из объектива и окуляра система носит название телескопической системы. Изображения после объектива оказываются в его фокальной плоскости  $b'_{об} = f'_{об}$ , тогда задний фокус объектива и передний фокус окуляра совпадают.

Для телескопической системы формула (204) теряет смысл, поскольку увеличение работающего на бесконечность объектива равно нулю и задача становится неопределенной. Эта неопределенность решается на основе соображений, изложенных в п. 7. Согласно формуле (34), увеличение телескопической системы равно отношению фокусного расстояния объектива к фокусному расстоянию окуляра. Видимое увеличение есть отношение угловой величины изображения за окуляром к угловой величине предмета перед объективом

$$\Gamma = -\frac{\gamma'}{\gamma}.$$

При малых углах (что обязательно в геометрической оптике) имеем

$$\gamma' = \frac{y'}{f_{ок}}, \quad \text{а } \gamma = -\frac{y}{f'_{об}}.$$

Взяв отношение, получаем

$$\Gamma = \frac{f'_{об}}{f_{ок}} = -\frac{f'_{об}}{f_{ок}}. \quad (205)$$

Поскольку видимое увеличение есть отношение угла луча с оптической осью в пространстве изображений к углу того же луча с оптической осью в пространстве предметов, то видимое увеличение телескопической системы и ее угловое увеличение по существу одно и то же. Тогда получаем, что видимое увеличение телескопической системы есть произведение угловых увеличений объектива и окуляра.

Согласно формулам (20) и (29), угловое увеличение объектива равно  $-f'_{об}/x'_{об}$  и окуляра  $-x_{ок}/f_{ок} = x'_{об}/f'_{ок}$  ( $x_{ок} = x'_{об}$ ), а взяв произведение, получаем

$$\Gamma = -f'_{об}/f'_{ок}.$$

**Линейное увеличение предметов, находящихся на конечном расстоянии от телескопической системы.** Найдем формулу линейного увеличения предметов, расположенных перед телескопической системой. Общее линейное увеличение всей системы для любой плоскости равно произведению линейных увеличений объектива и окуляра, который в данном случае работает тоже как объектив:  $v_{тел} = v_{об}v_{ок}$ . Известно, что  $v_{об} = -x'_{об}/f'_{об}$  и  $v_{ок} = -f_{ок}/x_{ок} = -f_{ок}/x'_{об}$ ; перемножив эти величины, получаем

$$v_{тел} = -\frac{f'_{ок}}{f'_{об}}. \quad (206)$$

Итак, линейное увеличение предметов, находящихся на конечном расстоянии от телескопической системы, не зависит от положения плоскости предметов и постоянно для любой плоскости. Сравнив формулы (205) и (206), видим, что по величине линейное увеличение телескопической системы обратно ее видимому увеличению, что и следовало ожидать, поскольку видимое и угловое увеличение телескопической системы одно и то же.

**Линейное и угловое поле зрения.** Поле зрения приборов определяется размером и формой площадки в предметной плоскости, видимой через прибор в неподвижном положении. Поле зрения может быть ограничено различными диафрагмами, но чаще всего оно ограничивается диафрагмой, находящейся в действительной плоскости изображения после объектива полевой диафрагмой. Тогда границы поля зрения определяются соответствующими границами полевой диафрагмы, которая может быть любой формы, но преимущественно она бывает круглой, и тогда величина поля зрения прибора определяется диаметром полевой диафрагмы. В этом случае вводится понятие линейного поля зрения, которое равно диаметру полевой диафрагмы, деленному на увеличение объектива.

Поле зрения телескопической системы измеряется в угловых величинах и численное значение поля зрения этой системы получается из отношения диаметра полевой диафрагмы к фокусному расстоянию объектива. Таким образом, мерой поля зрения в телескопических системах является плоскостной угол.

**Микроскоп или телескоп, зрительная труба.** Телескопическая система есть частный случай систем, работающих на конечные расстояния. Система, состоящая из объектива и окуляра, может работать на любые расстояния (от очень малых до бесконечности). При близком расположении предметной плоскости приборы называются микроскопами, в бесконечности — телескопами, а промежуточные могут быть отнесены к тем и другим. На практике уже можно применять формулы телескопической системы, когда расстояние от плоскости предметов до объектива превышает десять фокусных расстояний объектива, когда увеличение объектива равно или меньше  $0,1\times$ .

Кроме термина «телескоп», употребляемого главным образом в приборах для астрономических целей, известно название зрительная труба или земная зрительная труба. Оптическая система последней ничем не отличается от телескопической системы; предметная плоскость зрительной трубы находится на конечном расстоянии, называемом началом бесконечности.

**Нормальный микроскоп, длина тубуса микроскопа, оптический интервал.** Любая система, работающая на конечные расстояния до предметов, может быть названа системой микроскопа. В соответствии со значениями фокусного расстояния и увеличения объектива она может иметь любую длину. В специальных случаях, когда к предметам нельзя подойти близко, оптические схемы микроскопов бывают различных видов и размеров, но для классических настольных исследовательских микроскопов длина оптической системы нормализована. Нормализован размер длины тубуса микроскопа — промежуток между опорами объектива и окуляра. Применяются тубусы двух длин: 150—160 мм и 190—200 мм. Длина тубуса микроскопа приблизительно равна расстоянию от заднего фокуса объектива до переднего фокуса окуляра (см. рис. 51,  $\Delta$ ), которое называется оптическим интервалом и равно произведению фокусного расстояния объектива на его увеличение  $\Delta = f'_{об} v_{об}$ . Следовательно, произведение фокусного расстояния объектива на его увеличение нормализовано, поэтому под каждое увеличение фокусное расстояние объектива нормального микроскопа имеет вполне определенное значение. Причем, чем больше увеличение объектива микроскопа, тем меньше его фокусное расстояние. Обратная пропорциональность между фокусным расстоянием и увеличением нормального микроскопа связана также с необходимостью ограничения поперечного размера (диаметра) объектива, поскольку, как вытекает из условия рациональности, рост увеличения объектива должен сопровождаться приростом разрешающей способности, т. е. возрастанием его передней апертуры при более или менее постоянной задней.

Поскольку оптический интервал  $\Delta$  (приблизительно равный длине тубуса) в нормальных микроскопах близок к длине всего микроскопа, то длина тубуса определяет общую длину всего микроскопа, поэтому длина нормальных микроскопов различных

увеличений более или менее одинакова и не на много больше длины тубуса. Последнее определяет и то, что большинство исследовательских микроскопов, имея сменные объективы различных увеличений, допускают небольшие изменения положения плоскости предметов и перефокусировку. Постоянство задней апертуры объективов нормальных микроскопов и длины тубуса является условием ограничения диаметра объективов. Следовательно, нормализация длины тубуса делает близкой к постоянству не только длину, но и диаметр нормальных микроскопов.

**Телескопические системы Галилея и Кеплера.** Оптические системы телескопов появились в средние века. В Голландии была изобретена телескопическая система, состоящая из положитель-

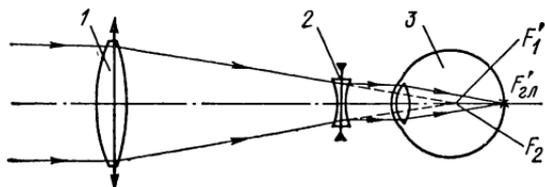


Рис. 52. Ход лучей для точки на оси в телескопической системе Галилея

ного объектива и отрицательного окуляра, которая носит название голландской трубы или трубы Галилея. Именем Галилея она названа потому, что вскоре после появления идеи прибора Галилей изготовил его и пользовался для астрономических наблюдений. Поскольку система Галилея является телескопической, то задний фокус объектива и передний окуляра совпадают. Так как фокусы отрицательных линз мнимые, то в системе Галилея на конечном расстоянии нет действительных плоскостей изображения, поэтому в поле зрения системы Галилея нельзя поместить резко видимую отметку (перекрестие или марку). По той же причине отсутствия действительной плоскости изображения нет возможности применить коллектив (действие коллектива см. ниже) и потому в реальных габаритах система Галилея имеет весьма ограниченное поле зрения, но система Галилея дает прямые изображения предметов, что является большим достоинством. Приблизительно в то же время появилась телескопическая система Кеплера, состоящая из положительного объектива и положительного окуляра. В этой системе есть действительная плоскость изображений после объектива и, таким образом, есть возможность иметь резко видимую отметку в поле зрения. Но система Кеплера дает перевернутые изображения предметов.

**Оптическая схема системы Галилея (голландской системы).** Оптическая схема системы Галилея, как уже указывалось, состоит из положительного объектива и отрицательного окуляра. Ее схема с ходом лучей для точки на оси показана на рис. 52. Параллельный к оптической оси пучок лучей направляется на

объектив 1 и после преломления объективом собирается в заднем фокусе  $F'_1$ , но с ним совпадает передний фокус окуляра  $F_2$ , поэтому после окуляра 2 образуется тоже параллельный оптической оси пучок лучей. Поскольку видимое увеличение телескопической системы равно отношению заднего фокусного расстояния объектива к переднему фокусному расстоянию окуляра  $\Gamma = f'_1/f_2$ , а то и другое положительно, то видимое увеличение системы Галилея положительно, т. е. ее изображение прямое. По абсолютной величине видимое увеличение системы тем больше, чем больше абсолютная разность фокусных расстояний. Зрачком выхода системы Галилея, как правило, является глаз наблюдателя 3. В связи с этим диаметр зрачка выхода системы равен диаметру

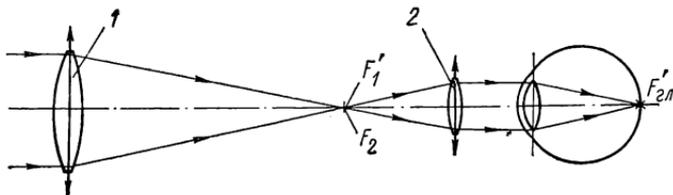


Рис. 53. Ход лучей для точки на оси в телескопической системе Кеплера

зрачка глаза. Диаметр зрачка входа системы равен диаметру зрачка выхода, умноженному на видимое увеличение. Поле зрения галилеевской системы не имеет четкого ограничения и зависит от диаметров объектива, окуляра и зрачка глаза, увеличения системы, расстояния от окуляра до глаза и положения глаза относительно оптической оси. Величина поля зрения системы Галилея определяется методом изображения диафрагм (см. п. 17).

**Оптическая схема системы Кеплера.** Оптическая схема системы Кеплера (рис. 53) содержит положительный объектив и положительный окуляр. Параллельный к оптической оси пучок лучей собирается объективом 1 в его заднем фокусе  $F'_1$ . Передний фокус окуляра  $F_2$  совпадает с задним фокусом объектива, поэтому за окуляром получается параллельный пучок лучей. В задней фокальной плоскости объектива получают действительные изображения предметов. В этой плоскости устанавливается полевая диафрагма, которая резко ограничивает поле зрения кеплеровской системы. В этой же плоскости может быть установлена любая визирная отметка (сетка, перекрестие), которая видна одинаково резко с наблюдаемыми объектами. Для определения размеров и положений зрачков и величины поля зрения системы Кеплера применяем уже известный нам метод изображения всех элементов системы в пространство предметов или изображений. Наименьшее изображение будет являться зрачком в данном пространстве, а наименьший угол луча, идущего на противоположные края двух изображений диафрагм с оптической осью, определит половину поля зрения в том же пространстве. Видимое увеличение системы

есть отношение заднего фокусного расстояния объектива к переднему фокусному расстоянию окуляра, а поскольку переднее фокусное расстояние окуляра отрицательно, то видимое увеличение системы Кеплера тоже отрицательно, т. е. она дает перевернутые изображения предметов.

Приведем пример расчета конкретной кеплеровской телескопической системы (рис. 54). Пусть фокусное расстояние объектива 1 равно 120 и окуляра 3—20 мм, диаметр полевой диафрагмы 2 — 15 мм. Зрачок глаза 4 диаметром 5 мм находится на расстоянии

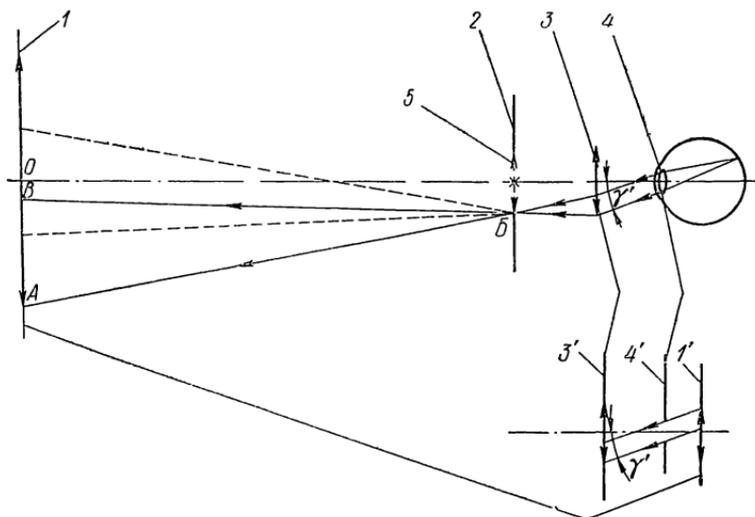


Рис. 54. Ход лучей для точки вне оси в телескопической системе без коллектива

15 мм от окуляра. Зрачок выхода совпадает со зрачком глаза, следовательно, его диаметр равен диаметру зрачка глаза. Видимое увеличение системы равно  $120 : (-20) = -6\times$ . Изобразим все элементы схемы в пространство изображений оптической системы. Зрачок глаза, находящийся в пространстве изображений системы, остается на своем месте (диафрагма 4' диаметром 5 мм). Окуляр, изображающий самого себя, тоже остается на своем месте и проектируется в однократном масштабе (диафрагма 3'). Полевая диафрагма 2, находящаяся в передней фокальной плоскости окуляра 3, изображается последним в бесконечность. Изображение объектива 1' через окуляр, согласно формулам (20) и (22), передается с линейным увеличением  $1/6\times$  на расстояние  $140 : 6 = 23,3$  мм справа от окуляра. Зная, что тангенс половинного угла поля зрения в пространстве изображений равен отношению поудиаметра полевой диафрагмы к фокусному расстоянию окуляра, получаем:  $\text{tg } \gamma' = 7,5/20 = 0,375$ ,  $\gamma \approx 22^\circ$ ,  $2\gamma' \approx 44^\circ$ . Проведем через края зрачка выхода (4 и 4') два луча под углом  $\gamma'$  к оптической оси. Точки пересечения этих лучей с плоскостью окуляра

(3 и 3') и плоскостью изображения объектива  $1'$  определяют габариты (диаметры) окуляра и изображения объектива.

Если не допускать виньетирования и пропустить на край поля зрения пучок по ширине равный диаметру зрачка, то получим следующие диаметры:  $\varnothing 1' = 2 \left( \frac{1}{2} \varnothing 4' + 8,3 \operatorname{tg} \gamma' \right) = 5 + 5,8 = 10,8$  мм;  $\varnothing 3' = 2 \left( \frac{1}{2} \varnothing 4' + 15 \operatorname{tg} \gamma' \right) = 5 + 9,2 = 14,2$  мм.

Следовательно, при отсутствии виньетирования, диаметр окуляра равен 14,2 мм, а диаметр объектива, равный произведению диаметра его изображения через окуляр ( $D 1'$ ) на обратное линейное увеличение последнего ( $6\times$ ), равен 64,8 мм. Диаметр зрачка входа, равный произведению диаметра зрачка выхода на видимое увеличение системы [формула (206)], равен  $5 \times 6 = 30$  мм.

Таким образом, при диаметре зрачка входа 30 мм диаметр объектива равен 64,8 мм, что весьма нерационально. Для ликвидации этого недостатка применяется коллектив.

## 29. Коллектив

**Общие положения.** Изобретение коллектива или коллективной линзы имело в теории построения оптических приборов весьма важное значение. Коллектив дал возможность почти всегда делать диаметры оптических деталей равными диаметрам соответствующих зрачков. Поставим в плоскость полевой диафрагмы 2 (рис. 54) линзу 5 для того, чтобы пригнуть пучок лучей  $ABB$  и направить главный луч (линию симметрии пучка) в точку пересечения  $O$  оптической оси с плоскостью объектива  $1$  (см. штриховые лучи). Эта линза направляет главные лучи из всех точек поля зрения в точку  $O$ . Следовательно, она объединяет (коллективизирует) все точки пересечения главных лучей с оптической осью в одной точке и потому носит название коллектива или коллективной линзы. Теперь объектив  $1$  для любых точек поля может иметь такой же диаметр, как для центра поля. Таким образом, коллектив позволяет делать диаметр объектива минимальных размеров, независимо от величины поля зрения. Поскольку коллектив поставлен в плоскость изображений 2, то увеличение его равно  $1\times$ , и поэтому он не влияет на увеличительную способность системы. Однако поставленный в плоскость изображения коллектив виден в поле зрения и, если на его поверхностях имеются дефекты (точки, царапины) или стекло не вполне свободно от пузырей, включений, свилей, то все это видно. Поэтому чаще всего коллектив устанавливается на некотором расстоянии от плоскости изображения. Тогда его увеличение немного отличается от единицы, и оно должно быть учтено, но основное (коллективизирующее) действие его при этом не меняется.

**Системы многократного изображения без коллективов и с коллективами.** Нередко бывает необходимо строить системы много-

кратного изображения (рис. 55). Плоскость предметов 1 изображается объективом 2 в плоскость 3, которая изображается объективом 4 в плоскость 5, а последняя — объективом 6 в плоскость 7 и т. д. Без коллективов размеры объективов были бы очень большими (см. штриховые линии). Коллективы же, поставленные во всех плоскостях изображений (2, 4, . . .), кроме последней (рис. 56),

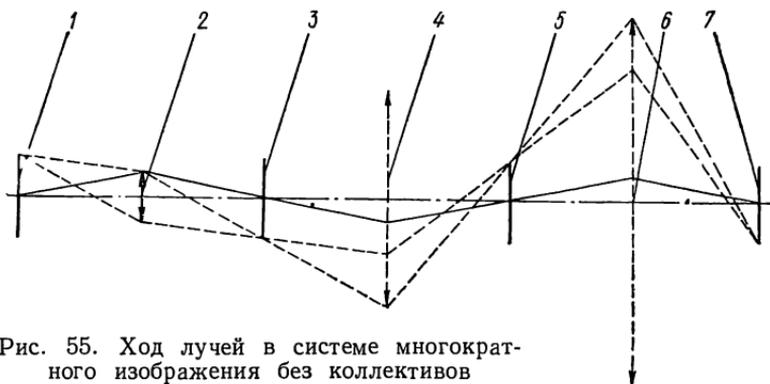


Рис. 55. Ход лучей в системе многократного изображения без коллективов

обеспечивают, что все объективы (1, 3, 5) равны между собой и их размеры, независимо от поля зрения, определяются пучками лучей для точки на оптической оси, т. е. зрачком.

Наглядным примером многократной системы с коллективами в плоскостях изображений является зеркальная система (рис. 57), предназначенная для выделения лучей той длины волны, которая

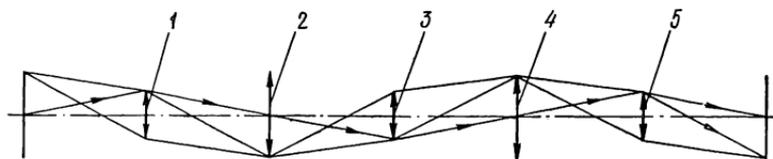


Рис. 56. Ход лучей в системе многократного изображения с коллективами

остается после многократного отражения от поверхности отражающего покрытия, имеющего избирательное отражение. Обычно такая система служит приставкой к спектральному прибору — монохроматору. Нетрудно видеть, что схема рис. 57 является зеркальным вариантом схемы рис. 56. В предметной плоскости 1 устанавливается входная щель, которая изображается зеркалом 2 в плоскость 3. В плоскости 3 установлен зеркальный коллектив, изображающий зеркало 2 на зеркало 4. Последнее изображает коллектив 3 в плоскость 5, где также поставлен коллектив для изображения зеркала 4 на зеркало 6 и так далее до выходной щели 11. Если заменить сферические зеркала—коллективы (3, 5, 7, 9) на плоские, то объективы (зеркала 4, 6, 8, 10) вырастут до больших

размеров (см. рис. 55). Приведенные примеры показывают то важное значение, которое имеют коллективы в построении оптических систем.

**Коллектив и многократная кювета.** Ярким примером значения коллектива является схема многократной зеркальной кюветы (рис. 58). Оптическая схема многократной зеркальной кюветы по существу эквивалентна схеме рис. 57, но вместо большого количества объективов применены только два объектива и вместо многих коллективов — один коллектив. Таким образом, описываемая кювета решает ту же задачу, что и система рис. 57, но при минимальном количестве деталей, а также габаритах. Она позволяет в малом объеме обеспечить большой ход луча и в связи с этим применяется, когда требуется исследование степени поглощения радиации большими толщами веществ (атмосферой), в экспериментах по изучению скорости распространения света в различных средах и в других подобных случаях. Оптическая схема многократной зеркальной кюветы (рис. 58) состоит только из трех деталей: двух объективов *I* и *III* и одного коллектива *II*. Фокусные расстояния всех трех деталей одинаковы, все работают с однократным увеличением. Теоретически в кювете может быть обеспечено от четырехкратного до любого количества прохождений света и это обеспечивается путем изменения угла  $\alpha$  между осями объективов *I* и *III*. На рис. 58, *a* угол  $\alpha$  — максимальный, а количество прохождений минимальное. Предметная плоскость (щель) *O* изображается в плоскости *1* объективом *I* и в плоскости *2* — объективом *III*. Объектив *I* изображается на объектив *III* коллективом *II*. Если уменьшить угол  $\alpha$ , то увеличится количество изображений *1, 2, 3, 4* и прохождений света (рис. 58, *b*), но принцип работы деталей не изменится, каждый раз объективы изображаются друг на друга коллективом, а изображения щелей — по очереди обоими объективами. Для прослеживания за ходом луча его обозначаем буквами *a, б, в, г, д. . .* Теоретически путем уменьшения угла  $\alpha$  можно получить сколь угодно большое количество прохождений света. Таким образом одна деталь — один коллектив — берет на себя бесконечно большую «нагрузку» и обеспечивает условие, что при любом количестве прохождений света объективы могут быть одного размера, определяемого зрачком.

**Расчет фокусного расстояния, увеличения и размера коллектива.** Если коллектив *2* располагается в плоскости изображения объектива *1* (рис. 59), то фокусное расстояние коллектива, согласно формулам (24) и (54), получится

$$f'_k = \frac{b_k b'_k}{b_k - b'_k}$$

или

$$f'_k = \frac{h_k}{u'_k - u_k},$$

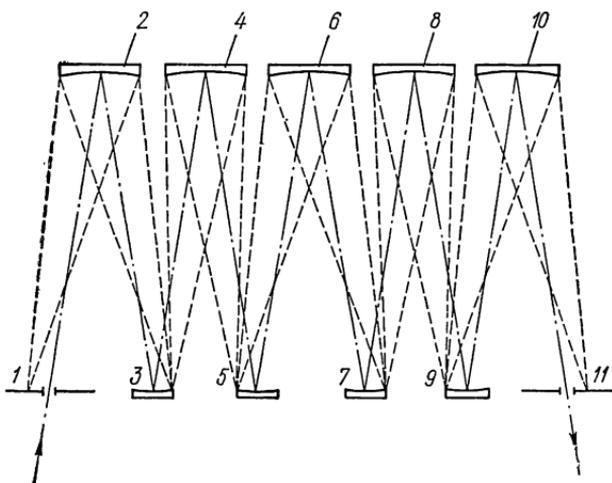


Рис. 57. Ход лучей в зеркальной системе многократного изображения с коллективами

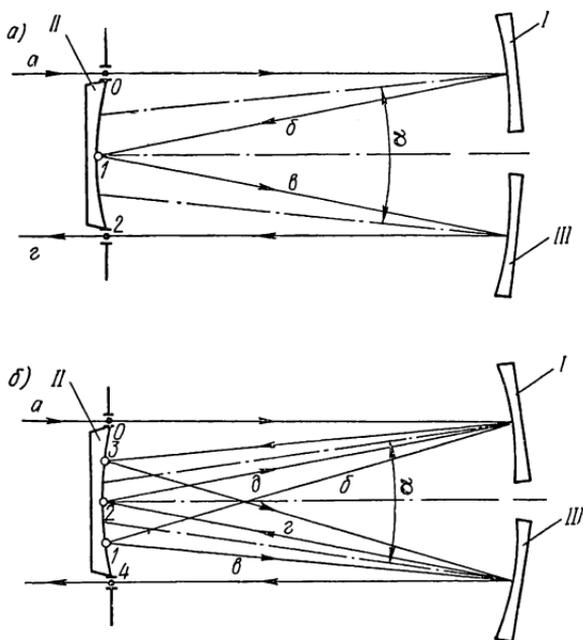


Рис. 58. Схема оптики многоходовой зеркальной кюветы

где  $b_k$  — расстояние от зрачка входа до коллектива;  $b'_k$  — расстояние от коллектива до зрачка выхода;  $h_k$  — расстояние от оптической оси до точки пересечения главного луча с плоскостью изображений;  $u_k$  — угол главного луча до коллектива;  $u'_k$  — угол главного луча после коллектива.

Увеличение коллектива в этом случае равно  $1\times$ , его размеры равны размерам линейного поля зрения в той же плоскости. Но, как уже было сказано, чаще всего коллектив выводится из плоскости изображения на некоторую величину  $\delta$  в ту или другую сторону,

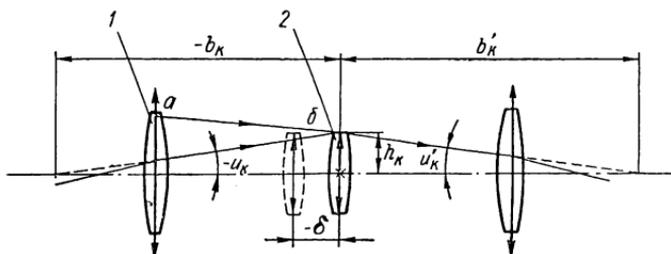


Рис. 59. К расчету данных коллектива

тогда данные его меняют свои значения. Первая формула для расчета фокусного расстояния смещенного коллектива принимает вид

$$f'_k = \frac{(b_k - \delta)(b'_k - \delta)}{b_k - b'_k}. \quad (207)$$

Проследим видоизменения этой формулы.

Поскольку при смещении коллектива меняются величины  $h_k$  и  $u'_k$ , то продифференцируем формулу по этим величинам:

$$\frac{\partial f'_k}{\partial h_k} = \frac{1}{u'_k - u_k}; \quad \frac{\partial f'_k}{\partial u'_k} = -\frac{h_k}{(u'_k - u_k)^2}.$$

Учитывая, что  $\Delta h_k = -\delta u_k$ , получаем

$$\sum \Delta f'_k = -\frac{u_k}{u'_k - u_k} \delta - \frac{h_k}{(u'_k - u_k)^2} \sum \Delta u'_k.$$

Найдем  $\sum \Delta u'_k$  из формул  $u'_k = \frac{h_k}{b'_k}$ ;  $\frac{\partial u'_k}{\partial h_k} = \frac{1}{b'_k}$ ;  $\frac{\partial u'_k}{\partial b'_k} = -\frac{h_k}{b'^2_k}$ .

Умножив и поделив последние выражения на  $h_k$ , заменяем отрезок  $b'_k$  на угол  $u'_k$  и получаем

$$\sum \Delta u'_k = \left( -\frac{u_k u'_k}{h_k} + \frac{u'^2_k}{h_k} \right) \delta = \frac{u'_k}{h_k} (u'_k - u_k) \delta.$$

Подставив это выражение в формулу для  $\sum \Delta f'_k$ , получаем

$$\sum \Delta f'_k = -\frac{u'_k + u_k}{u'_k - u_k} \delta.$$

Поскольку  $f'_k \approx f'_{k_0} + \sum \Delta f'_k$ , получаем окончательную формулу

$$f'_k \approx \frac{h_k - (u'_k + u_k) \delta}{u'_k - u_k}. \quad (208)$$

Эта формула позволяет легко находить фокусное расстояние смещенного коллектива по заданной величине смещения  $\delta$ . Из формулы видно, что когда  $u'_k = -u_k$ , то  $f'_k = \frac{h_k}{u'_k - u_k}$ , т. е. когда увеличение в зрачках коллектива равно  $-1\times$ , фокусное расстояние его при небольших смещениях практически не меняется. Когда  $u'_k = 0$ , то  $f'_k = \frac{h_k}{u'_k} - \delta$ , а когда  $u_k = 0$ , то  $f'_k = -\frac{h_k}{u_k} + \delta$ , т. е. при параллельном ходе главного луча до или после коллектива к фокусному расстоянию алгебраически прибавляется величина его смещения, что и следовало ожидать.

Увеличение смещенного из фокальной плоскости коллектива, согласно формуле (20), выражается формулой

$$v_k = \frac{f'_k + \delta}{f'_k} = 1 + \frac{\delta}{f'_k}. \quad (209)$$

Для определения размеров смещенного коллектива проведем верхний апертурный луч  $ab$  в крайнюю точку поля зрения. Расстояние от оптической оси до точки пересечения луча  $ab$  с плоскостью смещенного коллектива есть половина его диаметра, если поле зрения имеет круглую форму. Для любой другой формы поля зрения размеры коллектива определяются по апертурным лучам в соответствующие точки поля зрения.

### 30. Линзовые оборачивающие системы

Как видно из табл. 2 и 3, линзы или одинарные оптические системы, которые имеют действительные плоскости предметов и действительные плоскости изображений, образуют перевернутые изображения предметов, поэтому все объективы отдельно (телескопических систем, фото- и киноприборов, микроскопов) дают перевернутые изображения предметов. Поскольку положительные окуляры дают прямые изображения, то системы, состоящие из объективов и положительных окуляров, тоже имеют перевернутые изображения. Следует упомянуть, что на сетчатке глаза тоже образуется перевернутое изображение (которое «выпрямляется» в мозговом аппарате), так как хрусталик глаза — та же линза с действительными плоскостями предметов и изображений. Однако

для многих приборов (например, для земных зрительных труб) прямое изображение совершенно обязательно, поэтому потребовалось «выпрямление» изображений, которое осуществляется с помощью оборачивающих систем, линзовых или призмённых.

Однокомпонентные линзовые оборачивающие системы. Роль выпрямления изображений может выполнять как положительная, так и отрицательная линза. На рис. 60 и 61 показаны схемы теле-

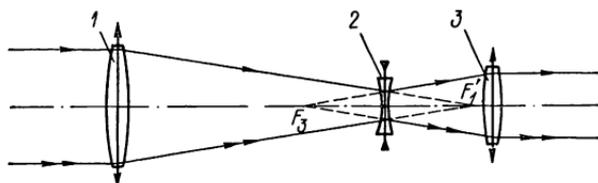


Рис. 60. Система с отрицательной оборачивающей линзой

скопических систем с отрицательной и положительной оборачивающими линзами. Изображение в задней фокальной плоскости объектива 1 (точка  $F_1'$ ) является мнимым предметом для отрицательной оборачивающей линзы 2 (рис. 60). После линзы получается мнимое изображение в передней фокальной плоскости (точка  $F_3$ ) окуляра 3. Перевернутое изображение объектива 1 оборачивается еще раз линзой 2, а поскольку окуляр дает прямое изображение, то изображение всей системы прямое. Система с положительной

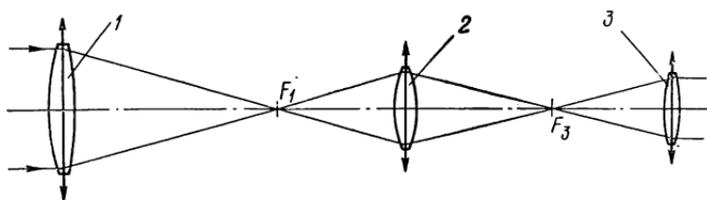


Рис. 61. Система с положительной оборачивающей линзой

оборачивающей линзой (рис. 61) в принципе аналогична системе с отрицательной линзой: перевернутое изображение объектива еще раз оборачивается линзой 2 и вся система имеет прямое изображение. В системе (рис. 61) плоскости предметов и изображений действительные: действительная плоскость изображений объектива 1 (точка  $F_1'$ ) является действительной плоскостью предметов оборачивающей линзы 2, которая образует свою действительную плоскость изображений, совпадающую с действительной же плоскостью предметов окуляра 3. В связи с этим в этой системе есть возможность (которой нет в системе рис. 60) установить одну или две сетки в плоскостях, проходящих через точки  $F_1'$  и  $F_3$ . Кроме того, в тех же плоскостях (или поблизости от них) могут быть

установлены коллективы, которые, как известно из предыдущего параграфа, позволяют ограничивать поперечные размеры всех деталей до размеров зрачков, независимо от размера поля зрения. Таким образом, положительная оборачивающая линза позволяет получить систему прямого изображения с минимальными поперечными размерами деталей, обладающую действительными плоскостями изображений. Система получается несколько удлиненной по сравнению с системой с отрицательной оборачивающей линзой, но это особого значения не имеет.

**Двухкомпонентные линзовые оборачивающие системы.** Наиболее распространенной оборачивающей системой является система из двух положительных линз (компонентов) с параллельным ходом лучей между ними (рис. 62). После объектива 1 изображения получают в плоскости  $F'_1$ , которая совпадает с передней фокальной плоскостью  $F_2$  первой линзы оборачивающей системы 2. В связи с этим после линзы 2 образуются параллельные пучки лучей, которые направляются на вторую линзу оборачивающей системы 3 и строят изображения в ее задней фокальной плоскости  $F'_3$ , совпадающей с передней фокальной плоскостью окуляра  $F_4$ . Вся система вместе дает прямое изображение, поскольку и объектив 1, и оборачивающая система 2—3 самостоятельно дают перевернутые изображения. Нетрудно видеть, что вся система представляет собой соединение двух систем (например, двух телескопических систем Кеплера 1—2 и 3—4), поставленных одна за другой. Все плоскости изображения действительные и в них могут быть установлены сетки шкалы. Диаметры компонентов 2, 3, 4 могут регулироваться с помощью коллективов I и II, устанавливаемых в плоскостях изображений  $F'_1F_2$  и  $F'_3F_4$  или поблизости от них. На точность фокусировки изображения плоскости  $F_1$   $F_2$  по отношению к  $F'_3$   $F_4$  и на масштабность не влияет расстояние между линзами 2 и 3 благодаря тому, что между ними параллельный ход лучей. Это означает, что системы 1—2 и 3—4 можно перемещать относительно друг друга вдоль оптической оси. В связи с этим часто при сборке приборов юстируют отдельно пары, а затем соединяют их. Такой метод юстировки исключает возможность нарушения параллельности хода лучей между оборачивающими линзами и масштабности (фокусного расстояния системы 1—2—3), что весьма важно, когда в плоскости  $F'_3F_4$  устанавливается шкала для измерения угловых величин в пространстве предметов. Увеличение двухкомпонентной оборачивающей системы равно отношению заднего фокусного расстояния второго компонента к переднему фокусному расстоянию первого, т. е.  $v = -f'_3/f'_2$ .

Эта формула выводится следующим образом. Пусть в фокальной плоскости линзы 2 имеется предмет  $u$ , который изображается оборачивающей системой (1—2) в  $-u'v$  фокальной плоскости линзы 3. Между оборачивающими линзами образуется угол  $u_4$ . Если  $u$  и  $u'$  невелики, то  $u_4 = u/f'_2 = -u'/f'_3$ ; но  $u'/u = v$ , тогда  $v = -f'_3/f'_2$ .

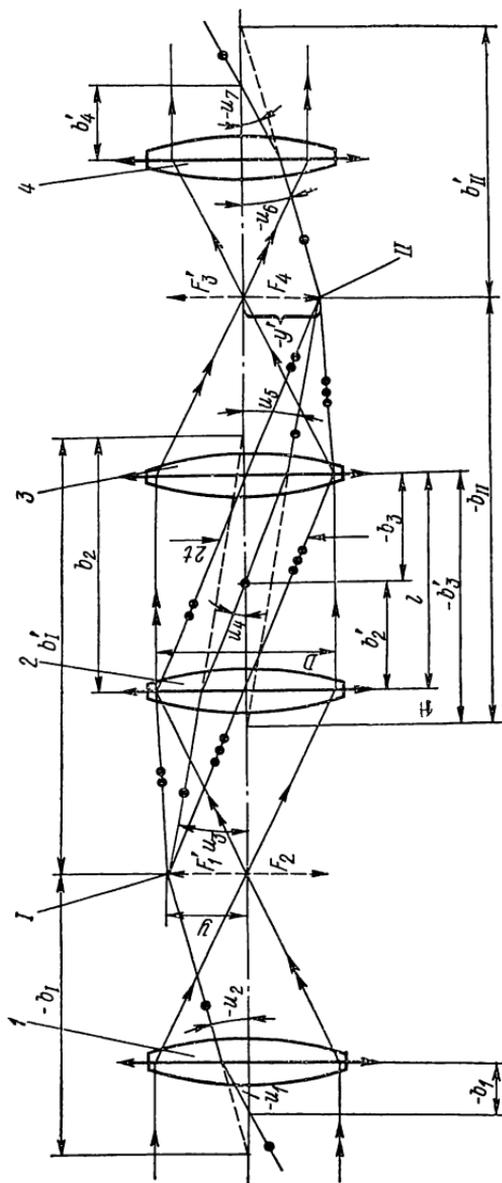


Рис. 62. Схема телескопической системы с двухлинзовой оборачивающей системой

Можно предложить еще один вывод:

увеличение линзы 2  $v_2 = f'_2/x_2$ , а увеличение линзы 3  $v_3 = -x'_3/f'_3$ , тогда общее увеличение  $v_2 v_3 = (-f'_2/x_2)(x'_3/x_2)$ . Но так как  $x'_3/x_2 = v^2 = (f'_3/f'_2)^2$  до того, как  $x'_3$  и  $x_2$  стали бесконечно малыми величинами, то  $v = v_2 v_3 = -f'_3/f'_2$ .

**Положение зрачков в двухкомпонентной оборачивающей системе, расчет фокусных расстояний коллективов.** Пусть промежуточный зрачок находится на расстоянии  $b'_2$  от линзы 2 и  $-b_3 = l - b'_2$  от линзы 3 (рис. 62). Тогда по формуле (25) получаем положение зрачка входа  $b_2$  и по формуле (26) — положение зрачка выхода  $b'_3$  оборачивающей системы:

$$b_2 = \frac{f'_2 b'_2}{f'_2 - b'_2};$$

$$b'_3 = \frac{f'_3 b_3}{f'_3 + b_3}.$$

Путем алгебраического прибавления к последним фокусным расстояниям  $f'_2$  и  $f'_3$ , соответственно, получаем требующиеся в формуле (207) расстояния: от коллектива I до его зрачка выхода  $b'_I$  и от коллектива II до его зрачка входа  $b_{II}$ :

$$b'_I = \left( \frac{b'_2}{f'_2 - b'_2} + 1 \right) f'_2; \quad (210)$$

$$b_{II} = \left( \frac{b_3}{f'_3 + b_3} - 1 \right) f'_3. \quad (211)$$

Аналогично находим расстояние от коллектива I до его зрачка входа  $b_I$  и от коллектива II до его зрачка выхода  $b'_{II}$ , задавшись положением зрачка входа объектива  $b_1$  и зрачка выхода окуляра  $b'_4$ :

$$b_I = \left( \frac{b_1}{f'_1 + b_1} - 1 \right) f'_1; \quad (212)$$

$$b'_{II} = \left( \frac{b'_4}{f'_4 - b'_4} + 1 \right) f'_4. \quad (213)$$

Фокусные расстояния компонентов системы ( $f_1, f'_2, f'_3, f_4$ ) считаем известными.

Подставив рассчитанные по формулам (210—213)  $b_I$  и  $b'_I$ ,  $b_{II}$  и  $b'_{II}$  вместо  $b_k$  и  $b'_k$  в формулу (207) и задавшись некоторым значением  $\delta$ , получаем фокусные расстояния первого и второго

коллективов:  $f'_1$  и  $f'_{11}$ . Очень часто зрачок расположен на равном расстоянии от линз 2 и 3 оборачивающей системы. Тогда  $b'_2 = l/2$ ;  $b_3 = -l/2$  и формулы (210) и (211) принимают следующий вид:

$$b'_1 = \left( \frac{l}{2f'_2 - l} + 1 \right) f'_2;$$

$$b_{11} = - \left( \frac{l}{2f'_3 - l} + 1 \right) f'_3.$$

В однократной оборачивающей системе  $f'_2 = f'_3$  и  $b'_1 = -b_{11}$ . Для расчета фокусных расстояний коллективов можно пользоваться также формулой (208):

$$f'_1 = \frac{h_1 - (u_3 + u_2) \delta}{u_3 - u_2};$$

$$f'_{11} = \frac{h_{11} - (u_6 + u_5) \delta}{u_6 - u_5}.$$

Углы и высоты для последних выражений определяются расчетом главного луча в прямом и обратном ходе по формулам (54) и (10). Но необходимо следить за соотношением задаваемых углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_4$ ;  $\alpha_4$  и  $\alpha_7$  так, чтобы получались одинаковые величины каждой высоты  $h_1$  и  $h_{11}$  при прямом и обратном ходе луча.

**Расстояние между компонентами оборачивающей системы и виньетирование.** Как было упомянуто выше, расстояние между компонентами 2 и 3 оборачивающей системы (рис. 62) не влияет на основные оптические характеристики оптической системы в целом. Однако с точки зрения передаваемого потока световой энергии из всего поля зрения (всей площади полевой диафрагмы), величина  $l$  имеет существенное значение. Положим, что зрачок всегда находится на равном расстоянии от компонентов 2 и 3 оборачивающей системы при любом  $l$  (что, как уже известно, можно обеспечить расчетом фокусного расстояния коллектива  $l$ ), а также, что зрачок входа всей системы лежит на объективе 1, и что диаметры оборачивающих линз равны диаметру зрачка  $D$ . Тогда при  $l = 0$  из всех точек поля зрения (плоскости коллектива  $l$ ) через оборачивающую систему проходят пучки равной ширины, т. е. отсутствует виньетирование и через всю систему идет максимальный световой поток. Но при отодвигании линзы 3 от линзы 2 вследствие уменьшения ширины пучков лучей  $2t$  из периферийных точек поля зрения появится виньетирование, которое при  $l_{\max} = \frac{D}{u_4}$ , когда ширина пучка из крайней точки поля зрения становится равной нулю ( $2t = 0$ ), достигает 100%. Таким образом, расстояние  $l$  между линзами оборачивающей системы влияет на виньетирование пучков лучей и сказывается на общем световом потоке. Чем больше расстояние  $l$ , тем больше виньетирование и тем меньше общий

световой поток, проходящий через оптическую систему. В визуальных приборах плавное уменьшение освещенности от центра к краям поля зрения, имеющее место благодаря виньетированию, остается незамеченным, даже если виньетирование на краю поля зрения достигает 100%, поэтому виньетирование допускается почти во всех приборах. Для визуальных приборов оптимальным является 50-процентное виньетирование на краю поля зрения. Регулирующие виньетирование (см. п. 17) в системе оправы линз 2 и 3 (рис. 62) являются теньевыми диафрагмами и их проекции в пространства предметов и изображений являются люками входа и выхода системы. Следовательно, в двухкомпонентной оборачивающей системе с расстоянием  $l$  между компонентами имеются две теньевые диафрагмы, два люка входа и два люка выхода.

### 31. Призменные оборачивающие системы

**Виды призмных изображений.** Главной особенностью, отличающей одну призму от другой (одну систему призм от другой системы призм), является вид даваемых ими изображений. Если отвлечься от вида изображений, то можно было бы большинство существующих призм и призмных систем заменить призмой с одним отражением, одним зеркалом. Появление призм разнообразных конструкций преимущественно связано с необходимостью получения того или иного вида изображения в каждом конкретном случае. Вот почему в настоящем разделе будут рассмотрены различные типы призм с точки зрения характера их изображений.

В отличие от линзовых систем, отдельные призмы и системы из нескольких призм могут кроме прямых и полностью перевернутых давать зеркальные и наклонные изображения. Вспомним, что представляет собой каждый вид изображения.

1. Если повернуть предмет на  $180^\circ$  вокруг оси, расположенной в плоскости чертежа, то получится зеркальное изображение. На рис. 63, а имеем зеркальное изображение цифр (1 2 3 4 6 9) и букв (А Б В Г), получающееся в результате поворота вокруг двух осей, расположенных в плоскости чертежа.

Поворотом картины вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа, зеркальное изображение исправить невозможно.

2. Если повернуть предмет на  $180^\circ$  поочередно вокруг двух осей, расположенных в плоскости чертежа под углом  $90^\circ$  друг к другу, то получится полностью повернутое изображение (рис. 63, б).

Из рисунка видно, что последнее эквивалентно развороту на  $180^\circ$  вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа, развороту чертежа в его плоскости. Следовательно, полностью перевернутое изображение есть прямое изображение, развернутое на  $180^\circ$  вокруг оптической оси.

3. Нередко после призм горизонтальные предметы перестают быть горизонтальными, а вертикальные — вертикальными. Такое явление называется наклоном изображения и может иметь место как при зеркальных, так и при прямых или полностью перевернутых изображениях. Наклон изображений зависит от положения наблюдателя по отношению к плоскости отклонения лучей призмами и от ориентации призм.

Следует заметить, что самым неудобным является зеркальное изображение, поскольку в естественных условиях с ним не при-

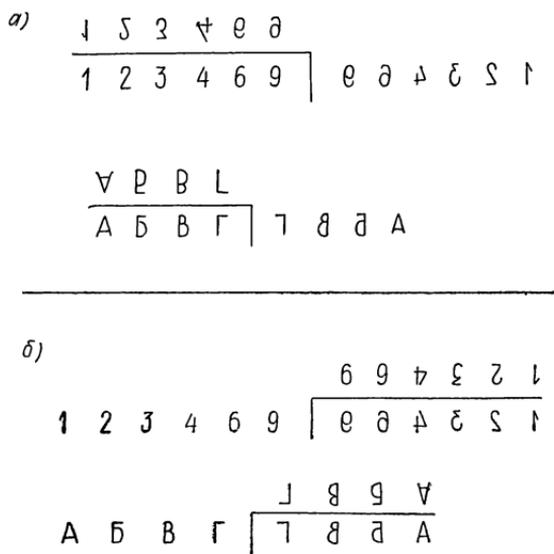


Рис. 63. Виды призмных (зеркальных) изображений

ходится встречаться. Наклон же изображения (кроме особых случаев) в небольших пределах терпим. Он имеет место и при обычном наблюдении вследствие наклона базы глаз, к нему мы привыкли.

Вид изображения, даваемого призмами и любыми системами (в том числе и линзовыми), зависит от условий наблюдения и положения наблюдателя. Например, если находиться позади киноэкрана, то изображения будут видны зеркальными. Поэтому оговорим следующие условия: наблюдение ведется против хода лучей; положение наблюдателя (базы глаз наблюдателя) по отношению к плоскости отклонения лучей до и после призмной системы (призмы) должно быть определено.

Учитывая одно первое условие (наблюдение против хода лучей), можно судить только о том, дает ли призмная система (призма) зеркальные или незеркальные изображения. Можно сказать, что призма (система призм) с нечетным числом отражений дает зеркальные изображения, а с четным — незеркальные, но число отраже-

ний не говорит о том, будет ли полное оборачивание или наклон изображения. Рассмотрим несколько типов призм и призмённых систем.

**Призма с одним отражением.** Установим перед призмой *1* (рис. 64) две перекрещивающиеся стрелки: одну (с «жирным хвостом») — горизонтально, вторую — вертикально. Из концов стрелок направим лучи перпендикулярно входной грани призмы.

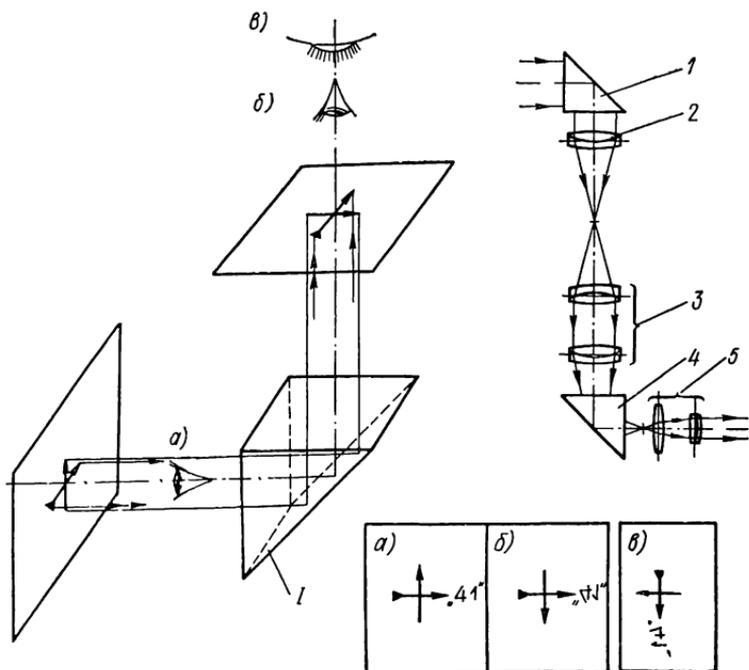


Рис. 64. Виды изображений, даваемых простой прямоугольной призмой, и схема системы прямого изображения с прямоугольными призмами

Проследив за этими лучами, построим положения стрелок после призмы. Рисуем два вида расположения стрелок: до и после призмы для указанных на рисунке положений наблюдателя (база глаз перпендикулярна плоскости отклонения). Сравнение показывает (рис. 64, *а, б*), что после призмы вертикальная стрелка оказалась повернутой на  $180^\circ$ , а положение горизонтальной стрелки осталось без изменения. Это означает, что получилось зеркальное изображение в вертикальной плоскости без наклона. Наглядное представление о таком изображении дает приведенный на рисунке вид цифры «41» до и после призмы для оговоренного положения наблюдателя. Легко доказать, что когда до и после призмы база глаз наблюдателя параллельна плоскости отклонения, то получается зеркальное изображение в горизонтальной плоскости, но тоже без наклона. Если база глаз наблюдателя до призмы перпендикулярна плоскости отклонения, а после призмы — параллельна,

то кроме зеркального имеет место наклон изображения на  $90^\circ$  (рис. 64, в). Итак, когда положение наблюдателя одинаково ориентировано относительно плоскости отклонения лучей до и после призмы, то призма с одним отражением дает зеркальное изображение без наклона.

На рис. 64. показано типовое применение прямоугольной призмы в системе прямого изображения — перископической

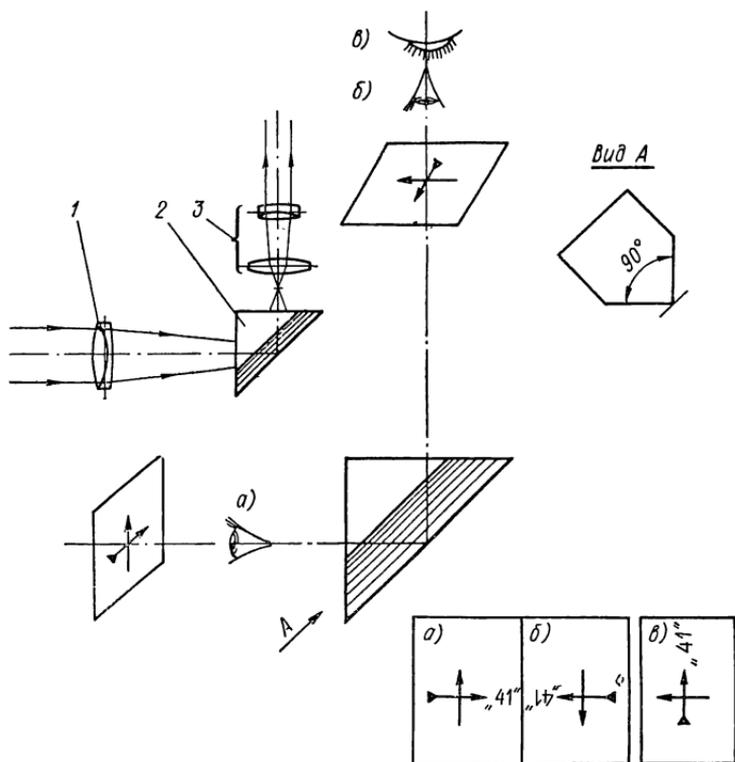


Рис. 65. Виды изображений, даваемых крышеобразной призмой, и схема прямого изображения с крышеобразной призмой

системе, содержащей прямоугольную призму 1, объектив 2, линзовую оборачивающую систему 3, прямоугольную призму 4, окуляр 5. «Зеркальность» изображения призмы 1 локализуется «зеркальностью» изображения призмы 4, и поэтому вся система дает прямое изображение.

**Простая крышеобразная призма.** Простая крышеобразная призма получена в результате замены отражающей грани в призме с одним отражением на две грани с углом  $90^\circ$  между ними в виде крыши. Получилась призма, имеющая по одному отражению в двух перпендикулярных плоскостях. Согласно вышеизложенному, можно сказать, что крышеобразная призма с четным количеством отражений, будет давать незеркальные изображения. Другие относящиеся к характеру изображения вопросы видны из рис. 65.

Если до и после призмы база глаз наблюдателя перпендикулярна плоскости отклонения лучей, то получаются изображения, сравнение которых показывает (рис. 65, а, б), что обе стрелки повернуты на  $180^\circ$ , т. е. имеет место полное оборачивание. Когда база глаз наблюдателя до и после призмы будет параллельна плоскости отражения, то тоже будет полное оборачивание. Если до призмы база глаз будет перпендикулярна плоскости отклонения, а после — параллельна и наоборот, то получится наклон изображения на  $90^\circ$  (рис. 65, в). Когда положение наблюдателя до и после призмы одинаково ориентировано относительно плоскости отклонения лучей, то простая крышеобразная призма дает полное оборачивание, как линзовая оборачивающая система. Система, состоящая из объектива 1, крышеобразной призмы 2 и окуляра 3, имеет прямое изображение при условии, что до и после системы наблюдатель одинаково ориентирован относительно плоскости отклонения.

По-видимому, здесь будет уместно обратить внимание на известную разницу между прямым изображением при прямом зрении (когда ось объектива и ось окуляра составляют между собой угол  $0^\circ$ ) и при наблюдении под углом. При прямом зрении негоризонтальное положение базы глаз наблюдателя является противоестественным, поэтому наклоны изображения практически не возникают, а при наблюдении под углом во избежание наклона изображения наблюдатель должен контролировать свое положение и положение прибора, поэтому при ландшафтных наблюдениях предпочтение отдается приборам прямого зрения.

**Пентапризма.** Для ликвидации зеркальности изображения призмы с одним отражением была создана призма с двумя отражениями — пентапризма (рис. 66, а, б): когда база глаз наблюдателя до и после призмы перпендикулярна плоскости отклонения лучей, пентапризма дает прямые изображения предметов. То же самое имеет место, когда до и после призмы база глаз наблюдателя параллельна плоскости отклонения. Но если лишь после призмы повернуть базу глаз, то появится наклон изображения (рис. 66, в). Таким образом, пентапризма дает прямые изображения при условии, что наблюдатель до и после призмы одинаково ориентирован относительно плоскости отклонения лучей.

Как и разобранный выше крышеобразную призму, пентапризму можно представить, как модернизацию призмы с одним отражением, направленную на ликвидацию зеркальности изображения. Таким образом, с известными допущениями можно пентапризму тоже считать крышеобразной, но с расположением ребра крыши  $P$  перпендикулярно плоскости отклонения. Поскольку пентапризма дает прямые изображения (при указанном положении наблюдателя), то она часто используется самостоятельно, например, в видоискателях фото- и киноаппаратов, когда надо смотреть под углом к направлению на цель, хотя неизбежны указанные выше неудобства, связанные с непрямым зрением.

В оптической системе прямого изображения пентапризма 3 (рис. 66) должна работать совместно с объективом 1, оборачивающей системой 2, окуляром 4. Более простой для решения той же задачи является система с крышеобразной призмой (рис. 65).

Можно отметить замечательное свойство пентапризмы, благодаря двум отражениям в одной плоскости, при повороте ее во-

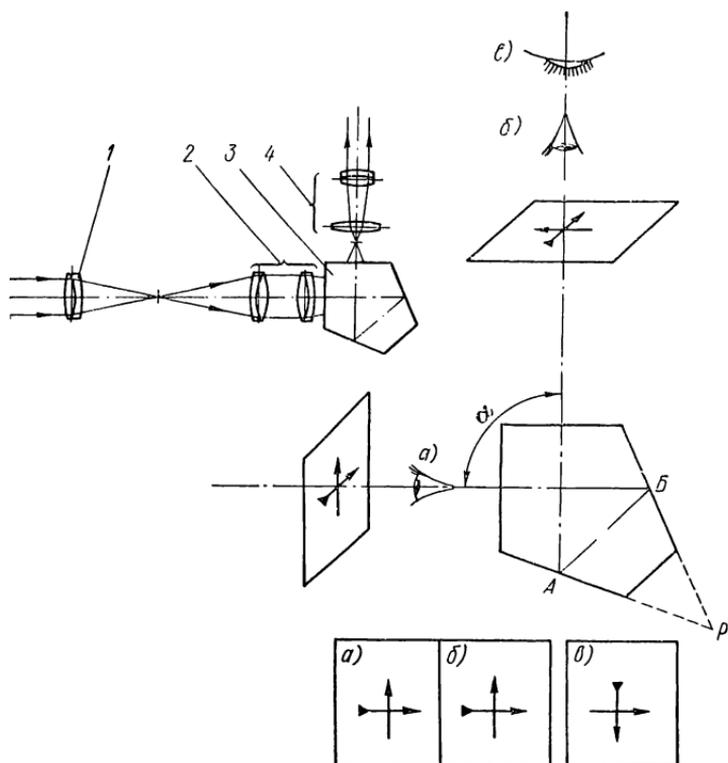


Рис. 66. Виды изображений, даваемых пентапризмой, и схема системы прямого изображения с пентапризмой

круг оси, перпендикулярной плоскости отклонения, угол отклонения  $\alpha$  остается неизменным.

**Пентапризма с крышей.** Любая из отражающих граней пентапризмы (A или B, рис. 66) может быть сделана в виде крыши с углом  $90^\circ$  и ребром, расположенным параллельно плоскости отклонения. Такая крышеобразная пентапризма при одинаковой ориентации базы глаз наблюдателя до и после нее дает зеркальные изображения без наклона. Применение пентапризмы с крышей в системе прямого изображения показано на рис. 67. Прямоугольная призма 1 и крышеобразная пентапризма 3 при совпадении их плоскостей отклонения дают полное оборачивание. Поэтому эти две призмы служат оборачивающей системой. В совокупности с объективом 2 и окуляром 4 образуется перископическая система

с прямым изображением. Сравнение схем перископов, изображенных на рис. 64 и 67, показывает, что последняя — более рациональна.

**Прямоугольная призма с двумя отражениями.** При расположении базы глаз наблюдателя до и после призмы параллельно плоскости отклонения прямоугольная призма с двумя отражениями дает прямые изображения предметов (рис. 68, а). Когда база глаз наблюдателя до и после призмы перпендикулярна плоскости

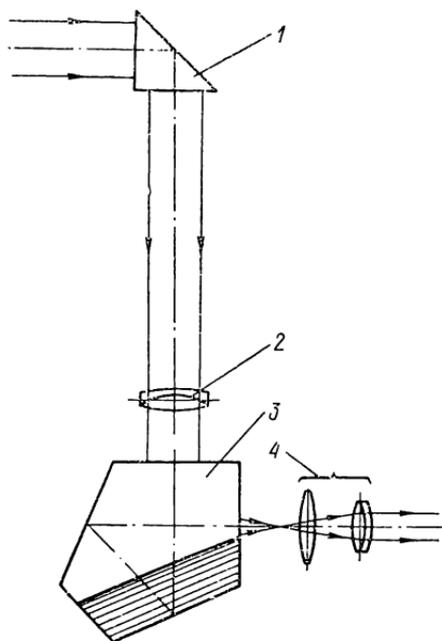
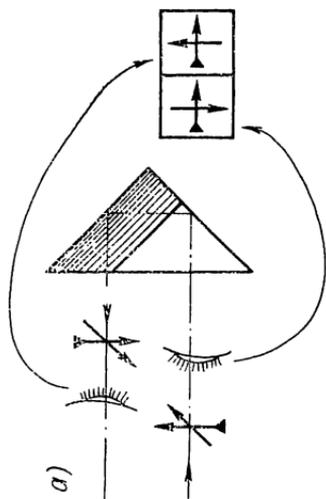


Рис. 67. Схема системы прямого изображения с пентапризмой с крышей

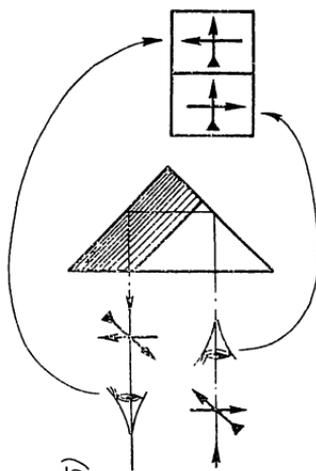
отклонения (рис. 68, б), призма дает полностью перевернутые изображения. Таким образом, в отличие от вышеразобранных, эта призма дает разные виды изображений при одинаковой ориентации наблюдателя до и после призмы.

**Крышеобразная прямоугольная призма с двумя отражениями — уголкового отражателя.** Если на одной отражающей грани прямоугольной призмы с двумя отражениями нарезать крышу с углом  $90^\circ$  и ребром, расположенным параллельно плоскости отклонения, то получится трехзеркальная призма. В указанных условиях наблюдения такая призма дает зеркальные изображения в вертикальной плоскости при любых положениях призмы (рис. 69, а), т. е. характер изображений постоянен и не зависит от вращения призмы. Невлияние поворотов призмы на характер изображений и постоянство угла отклонения независимо от положения призмы (в любой плоскости — два отражения) являются замечательными свойствами крышеобразной прямоугольной призмы с двумя отражениями, обуславливающими ее незаменимость в ряде ответственных случаев, где требуется возвращение луча строго в пункт отправления, например в таких экспериментах, как лазерная локация луны. По конструкции крышеобразная прямоугольная призма с двумя отражениями есть нечто иное, как отрезанный от куба угол, и поэтому часто называется уголкового отражателем.

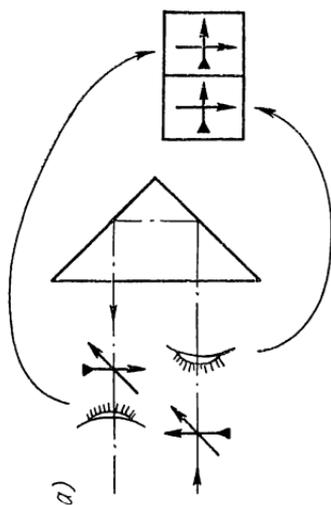
**Система Малафеева—Порро.** Из двух прямоугольных призм с двумя отражениями, составленных так, чтобы плоскости отклонения были перпендикулярны друг другу, получается система полного оборачивания, которая по именам ее создателей носит назва-



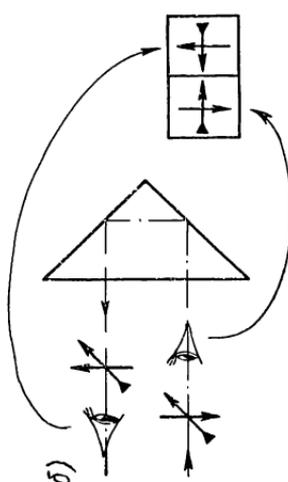
a)



б)



a)



б)

Рис. 69. Виды изображений, даваемых крышеобразной прямоугольной призмой с двумя отражениями

Рис. 68. Виды изображений, даваемых прямоугольной призмой с двумя отражениями

ние системы Малафеева—Порро (рис. 70, а). Оптическая система, состоящая из объектива, системы Малафеева—Порро и окуляра (рис. 70, б), имеет прямое изображение и прямое зрение с небольшой перископичностью. Эта оборачивающая система может быть получена также из трех прямоугольных призм: двух с одним и одной с двумя отражениями (рис. 70, в). Среди призмных обра-

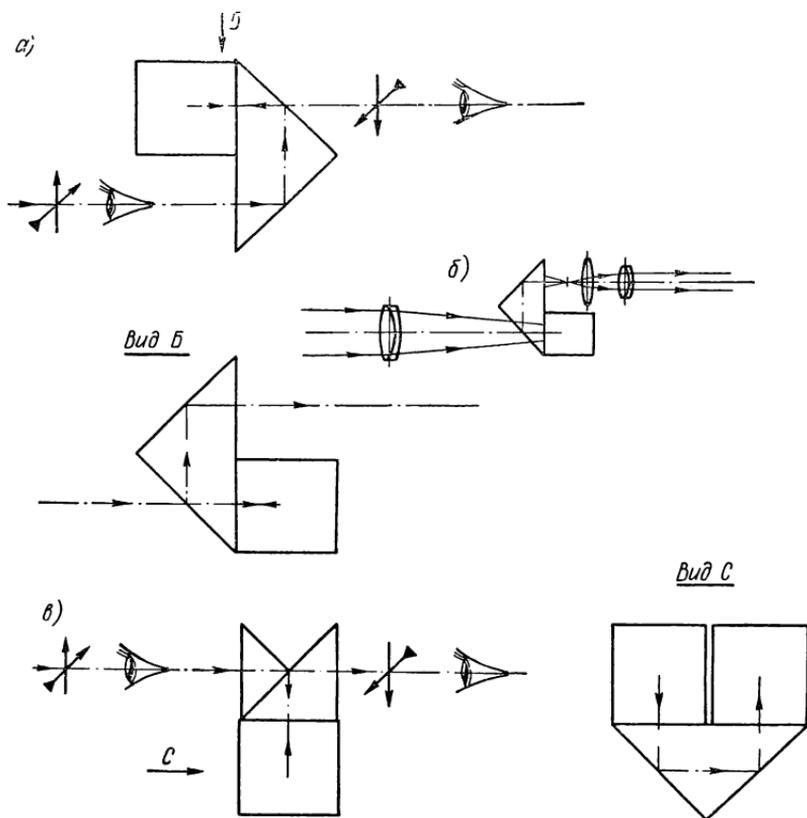


Рис. 70. Призмная система Малафеева—Порро и схема системы прямого изображения с этими призмами

чивающих систем система Малафеева—Порро, благодаря ее простоте (две прямоугольные призмы), имеет самое широкое применение. Оптическая система с оборачивающей системой этого типа конструктивно решается почти в виде прямой трубы. Наиболее широко распространенные оптические приборы — бинокли, в большинстве построены на базе оборачивающей системы Малафеева—Порро.

*Призмная система Аббе.* С целью обеспечения полного совпадения оптической оси объектива с оптической осью окуляра была создана призмная оборачивающая система (рис. 71, а) Аббе, состоящая из крышеобразной призмы с двумя отражениями 1,

дополненной одноотражающей призмой 2. В целом получаются три отражения в одной плоскости и одно — во второй, т. е. полное оборачивание. Как видно из рисунка, система обеспечивает прямое зрение без перископичности. Поскольку изготовить крышеобразную призму затруднительно, то система Аббе несравненно менее распространена, чем система Малафеева—Порро, несмотря на ее конструктивные преимущества. По существу до настоящего времени система Аббе применяется лишь в специфических случаях, в то время как система Малафеева—Порро идет в массовом производстве. На рис. 71, б представлена оптическая схема прибора прямого изображения с призмной оборачивающей системой Аббе.

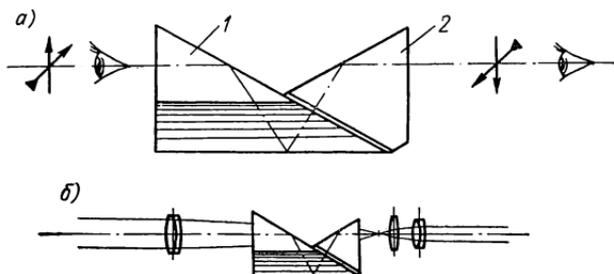


Рис. 71. Призмная система Аббе и схема системы прямого изображения с этой призмой

**Призма Лемана.** Призма Лемана является призмой прямого зрения. Без крыши призма Лемана имеет три отражения в одной плоскости. При расположении базы глаз наблюдателя до и после призмы перпендикулярно плоскости отклонения (рис. 72, а) призма Лемана дает зеркальные изображения в вертикальной плоскости. Когда база глаз наблюдателя до и после призмы параллельна плоскости отклонения (рис. 72, б), призма дает зеркальные изображения в горизонтальной плоскости. Таким образом, эта призма дает разные виды изображения при одинаковом расположении базы глаз наблюдателя относительно плоскости отклонения до и после призмы, т. е. при повороте призмы вокруг оптической оси (или прямой ей параллельной) изображение вращается. Призма Лемана может быть выполнена с крышей на одной из двух меньших отражающих граней. В этом случае при одинаковом расположении базы глаз наблюдателя до и после призмы, последняя дает полное оборачивание, т. е. вращение крышеобразной призмы Лемана вокруг оптической оси (или прямой ей параллельной), не влияет на вид изображения (рис. 73, а, б). Призма Лемана с крышей, точно так же как Малафеева—Порро (рис. 70, б) и призма Аббе (рис. 71, б), совместно с объективом и окуляром образуют систему прямого изображения и прямого зрения. Однако призма Лемана в качестве оборачивающего элемента применяется значительно реже системы Порро, так как изготовление ее сложнее.

**Призма «Башмак».** По характеру изображения аналогом пентапризмы (см. рис. 66 и 67) является призма, известная под названием «Башмак» (рис. 74, а). Когда база глаз наблюдателя

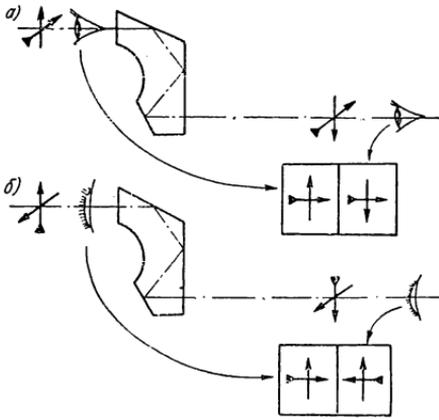


Рис. 72. Виды изображений в призме Лемана

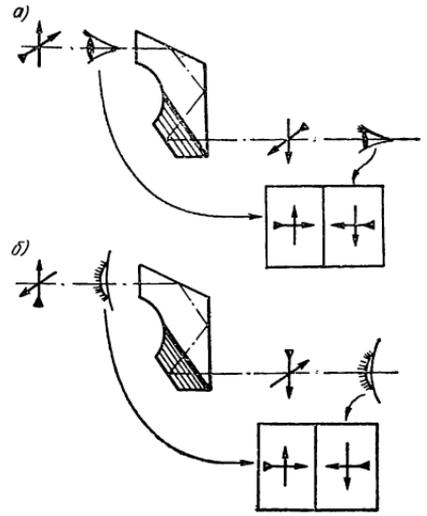


Рис. 73. Виды изображений в призме Лемана с крышей

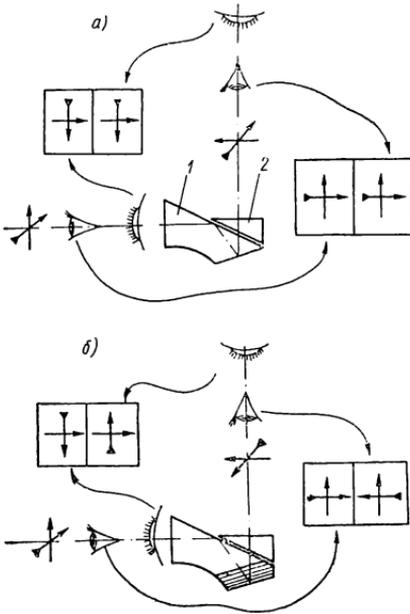


Рис. 74. Виды изображений в призме «Башмак» без крыши и с крышей

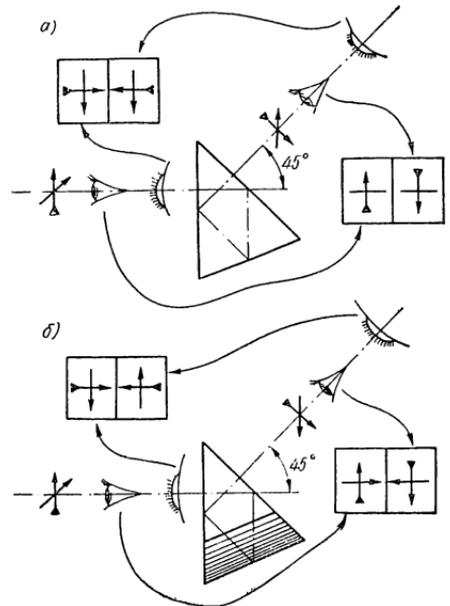


Рис. 75. Виды изображений в призме Шмидта без крыши и с крышей

до и после призмы одинаково ориентирована относительно плоскости отклонения, эта призма дает прямые изображения предметов. Призма «Башмак» состоит из двух частей: основной призмы 1 и дополнительного клина 2, необходимого для ликвидации присутствующего этой призме «клинового» хроматизма. Призма «Башмак» может быть изготовлена с крышей на меньшей отражающей грани (рис. 74, б). В этом случае при одинаковой ориентации базы глаз наблюдателя до и после призмы относительно плоскости отклонения, призма образует зеркальные изображения.

Применение обыкновенной и крышеобразной призмы «Башмак» в схемах прямого изображения аналогично применению пентапризм в схемах (см. рис. 66 и 67).

**Призма Шмидта.** До сих пор мы рассматривали призмы и системы призм, отклоняющие оптическую ось на  $0$ ,  $90$  и  $180^\circ$ . Эти призмы могут быть изменены так, чтобы углы отклонения отличались от указанных; имеется также ряд других типов призм с различными углами отклонения. Разберем сейчас вариант призмы с углом отклонения  $45^\circ$  и тремя отражениями в одной плоскости — призму Шмидта.

При одинаковой ориентации базы глаз наблюдателя по отношению к плоскости отклонения до и после призмы, призма Шмидта без крыши (рис. 75, а) дает зеркальное изображение. Призма Шмидта с крышей (рис. 75, б) дает полное оборачивание. Таким образом, система, состоящая из объектива, крышеобразной призмы Шмидта и окуляра, дает прямые изображения предметов, при условии одинакового расположения базы глаз наблюдателя относительно плоскости отклонения до и после призмы.

Рассмотрение оборачивающего действия призм позволяет сделать вывод о том, что неточное положение призмы (систем призм) прямого зрения, обладающих полным оборачиванием или совсем без оборачивания (ромб—призма), не вызывает наклона изображения.

**Призмы, применяемые для вращения (компенсации вращения) изображений Дове и Пехано.** Как указывалось выше, повороты призм вокруг осей, параллельных плоскости отклонения, вызывают наклоны (повороты) изображений. Так, если верхнюю призму перископа (рис. 76) вращать вокруг оси  $AB$ , то изображения

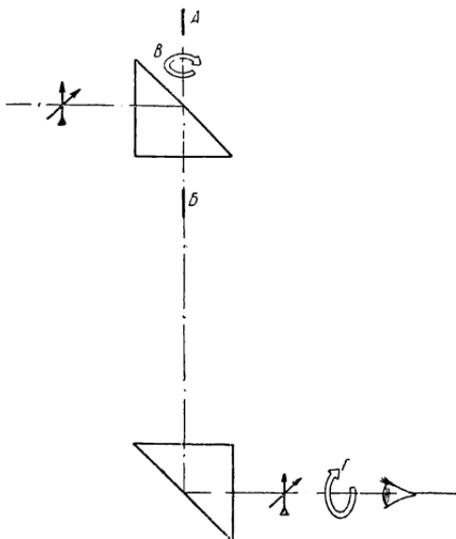


Рис. 76. К доказательству вращения изображений при повороте призмы

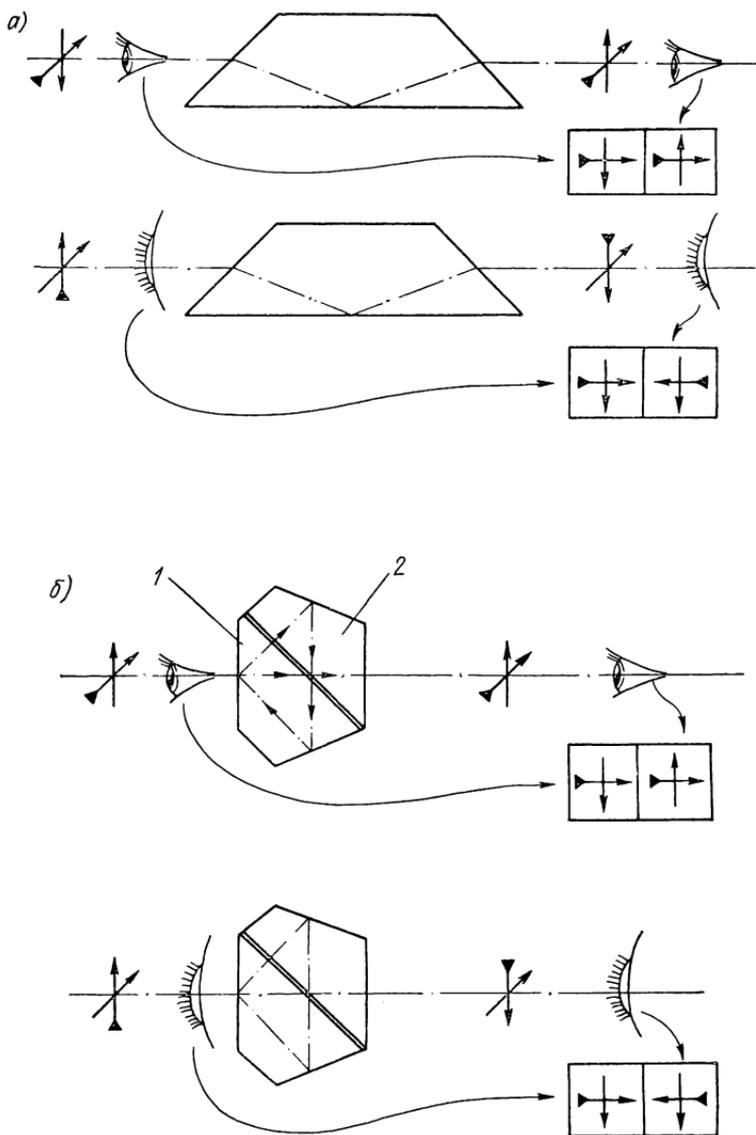


Рис. 77. Призмы прямого зрения Дове и Пехано для вращения (компенсации вращения) изображений

предметов будут вращаться с той же скоростью. При вращении по стрелке *B* изображение будет вращаться по *Г*. Для устранения этого явления требуется компенсационная призма прямого зрения, но с малой перископичностью или, когда призма устанавливается в непараллельный ход лучей, совсем без перископичности. Известны две такие призмы: Дове и Пехано. Первая может быть поставлена только в параллельный ход лучей, поскольку ее преломляющие грани неперпендикулярны к оптической оси, а вторая — в любом ходе лучей.

Призма Дове (рис. 77, *a*) прямоугольная, гипотенузная грань которой расположена параллельно входной и выходной оптическим осям. Она имеет одно отражение, поэтому ее изображения зеркальны. Благодаря зеркальному изображению и прямому зрению вращение призмы вокруг оси, совпадающей с ее оптическими осями на входе и выходе вызывает вращение изображений в ту же сторону с удвоенной скоростью, а оптическая ось не претерпевает отклонений, поэтому эта призма пригодна для компенсации вращений изображений. Призма Пехано (рис. 77, *b*) состоит из призмы Шмидта 1 и полупентапризмы 2. В ней пять отражений в одной плоскости, и в связи с этим ее изображения зеркальны. Выходная ось призмы является продолжением ее входной оси, поэтому при вращении ее вокруг оси, совпадающей с оптическими осями на входе и выходе, она, как и призма Дове, вращает изображения в ту же сторону с удвоенной скоростью без отклонения оптической оси и может быть применена для компенсации вращений изображений. Как уже указывалось, призма Дове может устанавливаться только в параллельном ходе лучей, а призма Пехано — в любом. Призма Аббе (см. рис. 71, *a*), но без крыши, тоже может применяться в качестве компенсационной призмы, но для параллельного хода лучей она не может конкурировать с более простой призмой Дове, а для непараллельного хода неудобна из-за сложности получения в ней необходимого в этом случае прямого зрения без перископичности.

Оптическая система для панорамического обзора, осуществляемого путем вращающейся головной призмы 1 (рис. 78), и вращающейся

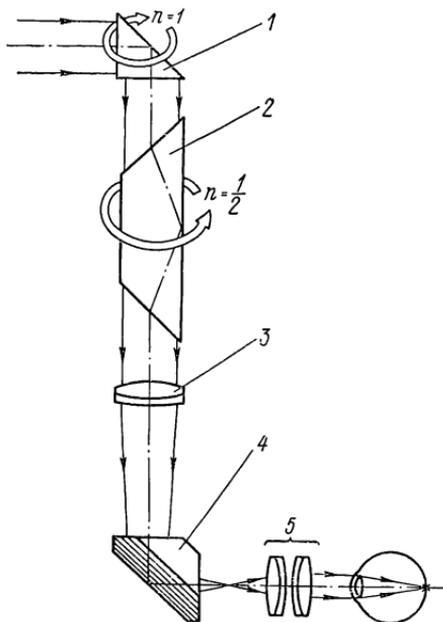


Рис. 78. Оптическая схема панорамы с призмой Дове, компенсирующей вращение изображений

щейся в обратную сторону с половинной скоростью призмой Дове 2 для компенсации вращения изображения, содержащая объектив 3, крышеобразную призму 4 и окуляр 5, дает прямые изображения предметов при панорамировании на 360°.

## 32. Панкратические системы

**Масштабность, поле зрения, апертура, освещенность, световой поток.** В практике применения оптических приборов часто необходимо в процессе наблюдения менять масштабность изображений. Такой эффект очень важен, когда требуется видеть весь предмет и периодически иметь возможность рассматривать отдельные детали (подробности) его, при фотографировании удаленных и близких предметов в одинаковом масштабе, для увеличения или уменьшения изображений без изменения расстояния до объектов съемки в кинотехнике и во многих других случаях. Для этих целей применяются системы с плавным или дискретным (скачкообразным) изменением масштаба изображения. Системы с плавно меняющимся масштабом изображения называются панкратическими системами. Обязательным условием любой системы переменного увеличения является постоянство положения плоскостей предметов и изображений. Достижение плавно меняющегося увеличения и постоянного положения плоскостей предметов и изображений требует применения подвижных вдоль оптической оси линз (компонентов). Ниже будет доказано, что количество движущихся компонентов должно быть не менее двух. Перемещение компонентов должно быть так осуществлено, чтобы в каждом положении вся система имела такое фокусное расстояние и такие вершинные отрезки, которые обеспечивали бы проектирование фиксированной плоскости предметов на фиксированную плоскость изображений.

На рис. 79 даны три положения панкратической системы, условно представленной в виде одной тонкой компоненты 2. В каждом положении система имеет определенное фокусное расстояние. Положения плоскости предметов 1 и плоскости изображений 3 — постоянны. Для ограничения поля зрения панкратической системы в плоскости изображения помещается диафрагма  $D'$ . Эта диафрагма определяет поле зрения в предметной плоскости. Линейное поле зрения на предмете равно размеру (диаметру) диафрагмы  $D'$ , поделенному на увеличение панкратической системы. Следовательно, с ростом увеличения пропорционально уменьшается поле зрения на предмете и наоборот. Большое поле рассматривается с малым увеличением, а малое — с большим. Последнее демонстрируется ходом лучей из краев диафрагмы  $D'$  через главную точку  $O$  панкратической системы. Иногда поле зрения панкратической системы ограничивается диафрагмой, поставленной в предметной плоскости 1. Тогда диафрагма должна быть либо меняющейся по диаметру соответственно масштабности, что сложно

осуществить, либо наименьших размеров под наибольшую кратность (рис. 79, а). В этом случае предметное поле зрения панкратической системы постоянно, но на всем диапазоне увеличений, кроме максимального, заниженное. Итак, рационально ограничение поля зрения панкратической системы осуществлять в плоскости изображений.

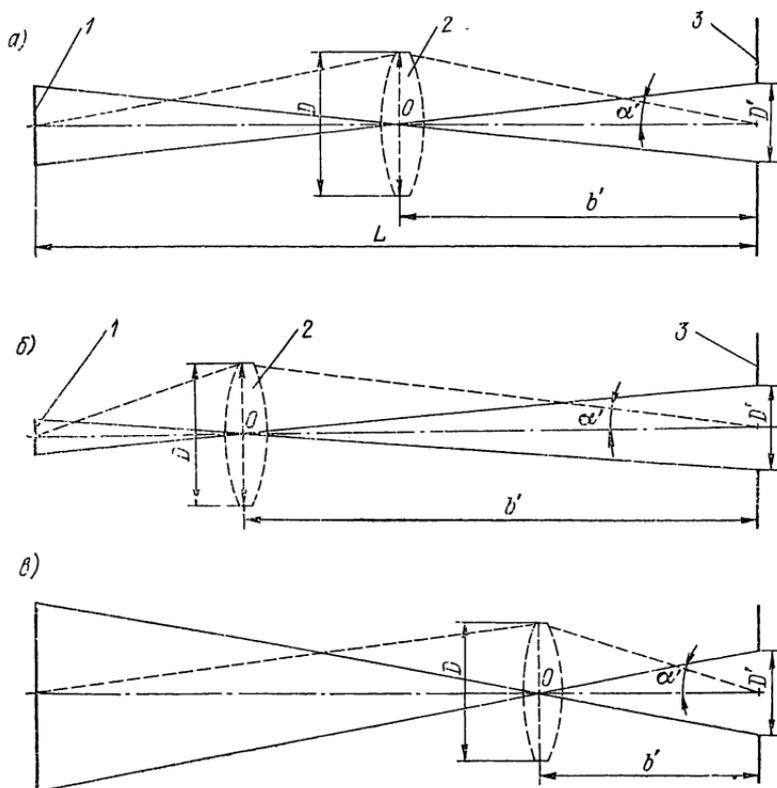


Рис. 79. Принципиальная схема работы панкратической системы

Апертурные углы  $\alpha'$  панкратической системы зависят от размера оптики  $D$  и расстояний до плоскости изображений  $b'$ .

С известным приближением апертурные углы можно представить в радианах формулой

$$\alpha' = \frac{D}{2b'}. \quad (214)$$

Выразим  $b'$  через линейное увеличение  $v$ . Учитывая, что  $-\frac{b'}{L-b'} = v$  (формула 22), получаем  $b' = \frac{Lv}{v-1}$ , подставив это выражение в формулу (214), получаем  $\alpha' = \frac{D}{2L} \frac{v-1}{v}$ .

Если диаметр оптики  $D$  постоянен на всем диапазоне работы панкратики, то апертурные углы пропорциональны отношению  $\frac{v-1}{v}$ . Чем меньше кратность, тем больше значение заднего апертурного угла. С ростом масштабности уменьшается освещенность в плоскости изображения панкратической системы и наоборот. Поскольку размеры полевой диафрагмы в плоскости изображений постоянны, то световой поток следует за задним апертурным углом [см. (159)], поэтому с ростом увеличения падает световой поток. Предполагается, что виньетирование на всем диапазоне работы панкратики отсутствует.

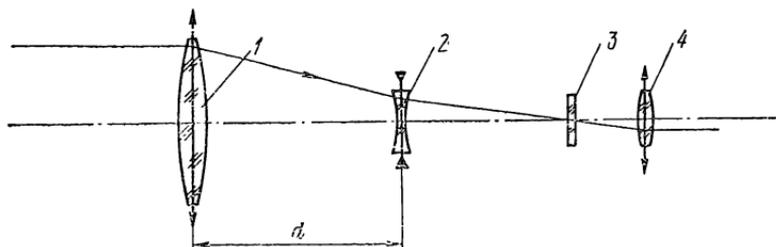


Рис. 80. Схема оптики объектива с переменным фокусным расстоянием

**Объектив с переменным фокусным расстоянием.** Для плавного изменения масштаба изображения бесконечно удаленных предметов применяется объектив с переменным фокусным расстоянием. Такой объектив, как правило, состоит из двух компонентов 1 и 2 (рис. 80). Путем изменения расстояния  $d$ , например, за счет перемещения компонента 2, меняется фокусное расстояние объектива. Обязательным условием работы такого объектива является резкое изображение «бесконечности» на сетке 3 при любом фокусном расстоянии, т. е. задняя фокальная плоскость объектива должна всегда совпадать с плоскостью сетки. Последнее требует подвижки компонента 1 или сетки 3. Но сетку перемещать неудобно, поскольку вместе с ней должен перемещаться окуляр 4 и глаз наблюдателя, поэтому в объективе переменного масштаба, как правило, перемещаются оба компонента. Расчет подвижек в таком объективе осуществляется следующим образом: задаваясь величиной подвижки одного компонента, определяют фокусное расстояние объектива по формуле (56) и задний отрезок по формуле (57), затем перемещением всего объектива на величину изменения заднего отрезка ликвидируют дефокусировку. В объективе с переменным фокусным расстоянием две закрепленных плоскости — бесконечность и плоскость сетки, поэтому в нем, как минимум, нужны подвижки двух компонентов, и в принципе работа такого объектива ничем не отличается от работы панкратической системы.

Переменность масштаба изображения в оптической системе с внутренней фокусировкой часто является недостатком. Напри-

мер, переменность масштаба рейки в геодезическом приборе или мишени в приборе контроля соосности является источником погрешности измерения. Очень желательно сохранить масштабность при перефокусировках. Такая система — система с внутренней фокусировкой постоянной масштабности возможна. Она базируется на использовании, во-первых, того, что линейное увеличение предметов, расположенных до (и после) телескопической системы, постоянно для любого положения плоскости предметов [формула (186)] и, во-вторых, того, что продольное увеличение равно квадрату линейного увеличения [формула (30)]. Оптическая схема постоянной масштабности строится следующим образом

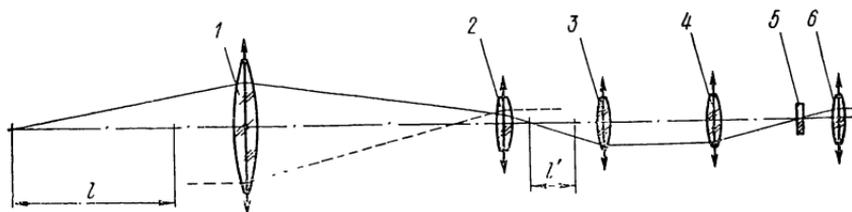


Рис. 81. Схема оптической системы с внутренней фокусировкой постоянной масштабности

(рис. 81): первым узлом схемы является телескопическая система, состоящая из компонентов 1 и 2, отрезок  $l'$  после этой системы равен отрезку  $l$  до нее, умноженному на квадрат отношения фокусных расстояний второго и первого компонентов [формулы (186) и (30)]

$$l' = l \left( \frac{f_2'}{f_1'} \right)^2.$$

Если  $f_2'/f_1' < 1$ , то  $l' \ll l$ . Задавшись значениями  $l$  и  $l'$ , легко найти отношение  $f_2'/f_1'$ . Компонент 3 перемещается вдоль оси на величину  $l'$  и «просматривает» интересующий промежуток (расстояние между линзами 3 и 4 должно быть не менее величины  $l$ ). Изображения передаются на сетку 5, расположенную в фокальной плоскости линзы 4. Вся картина рассматривается через окуляр 6. Итак, большой промежуток  $l$  можно превратить в сравнительно небольшой  $l'$ , выбрав малое отношение  $f_2'/f_1'$ . Увеличение системы постоянно для любой плоскости, поскольку компоненты 1—2 составляют телескопическую систему. При перемещении компонента 3 на величину  $l'$  сохраняется постоянство масштаба благодаря параллельному ходу лучей между компонентами 3 и 4. В целом получилась система с внутренней фокусировкой и постоянным масштабом изображения на всем диапазоне работы фокусирующего устройства. Такая система имеет недостаток, заключающийся в том, что увеличение ее, хотя и постоянно, но мало (то же апертура). В обыкновенной системе с внутренней фокусировкой (рис. 80) по мере приближения предметной плоскости к прибору

растет увеличение и это бывает полезно, так как линейные величины допусков с уменьшением расстояния до объективов измерения обычно уменьшаются. В системе же с постоянной масштабно-стью увеличение минимальное, сравнимое с наименьшим увеличением (при наибольшем расстоянии до объектов измерения) в обыкновенной системе. По-видимому, в этом одна из причин, что она не распространена. Следует обратить внимание, что в схеме рис. 81 фокусировка может быть осуществлена путем перемещения

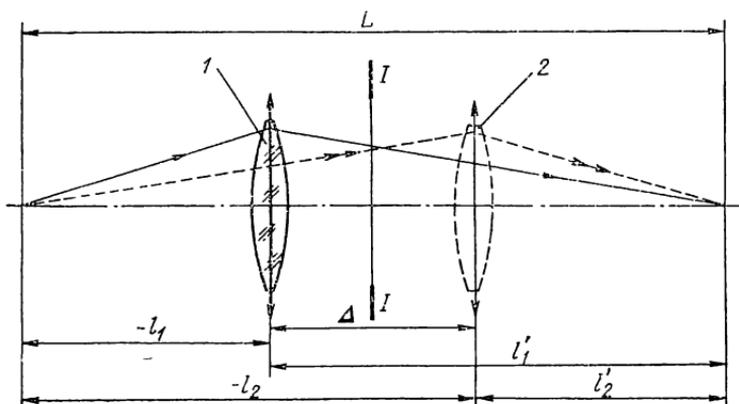


Рис. 82. Схема дискретного изменения увеличения путем перемещения линзы вдоль оптической оси в два положения

телескопической системы (компонентов 1—2) на величину, приблизительно равную расстоянию  $l'$ , точнее

$$l' \left[ 1 - \left( \frac{f'_2}{f'_1} \right)^2 \right].$$

В этом случае оптическая схема упрощается потому, что отпадает необходимость в промежуточной системе 3—4. Однако нередко и в такой схеме последняя оставляется для повышения общего увеличения. Кроме того, перемещение первого компонента системы связано с некоторыми конструктивными неудобствами, например, когда требуется обеспечение герметичности. Когда фокусировка осуществляется системой 1—2, сетка может быть поставлена сразу за этой системой.

**Дискретная переменная увеличения.** Системы с плавно меняющимся масштабом изображения сложны сами по себе и в конструктивном оформлении. В связи с этим нередко вместо плавно меняющегося прибегают к ступенчатому изменению масштаба изображения, осуществляемому двумя способами: во-первых, перемещением оптики вдоль оси в два крайних положения, во-вторых, введением и выводением линз из хода лучей. Первый способ дискретной перемены увеличения основан на том, что любая линза (система) при данном расстоянии между предметной плоскостью и плоскостью изображений может работать с увеличением  $v$  и  $1/v$ . Это

видно из рис. 82. Если мысленно повернуть линзу  $I$  вокруг оси  $I-I$ , делящей расстояние  $L$  пополам, то она займет положение 2, а плоскость предметов и плоскость изображений останутся на своих местах. При этом сохранится условие, что  $\frac{l'_2}{l_2} = \frac{1}{l'_1/l_1}$ .

А так как увеличение линзы есть отношение заднего отрезка к переднему [см. формулу (22)], то в двух положениях:

$$v_2 = \frac{l'_2}{l_2}; \quad v_1 = \frac{l'_1}{l_1}.$$

В связи с этим

$$v_2 = \frac{1}{v_1}.$$

Обозначив величину смещения линзы  $\Delta$ , получим:

$$\Delta_1 = l'_1 - (-l_1) = l'_1 + l_1 = l_1(v_1 + 1);$$

$$\Delta_2 = l'_2 - (-l_2) = l'_2 + l_2 = l_2(v_2 + 1).$$

На основе предыдущих соотношений легко доказать, что  $\Delta_2 = -\Delta_1$ . Итак, для перехода от увеличения  $v_1$  к увеличению  $v_2$  и наоборот надо линзу (систему) сместить на  $\pm\Delta$ . Например, пусть  $l_1 = -10$  мм и  $l'_1 = 100$  мм, тогда

$$v_1 = \frac{l'_1}{l_1} = -10\times; \quad v_2 = \frac{1}{v_1} = -\frac{1\times}{10};$$

$$\Delta_1 = l_1(v_1 + 1) = -10(-10 + 1) = 90 \text{ мм};$$

$$\Delta_2 = l_2(v_2 + 1) = -100\left(-\frac{1}{10} + 1\right) = -90 \text{ мм}.$$

Способ дискретной перемены увеличения путем перемещения линзы вдоль оси имеет два недостатка: во-первых, отношение увеличений вполне определено, нельзя, например, сделать увеличение  $1\times$  и  $2\times$  (можно  $1\times$  и  $1/2\times$ ) и, во-вторых, коррекция системы при одном увеличении зависит от ее коррекции при втором увеличении, так как сама система остается неизменной, а меняется только ее положение. Эти недостатки полностью ликвидируются в способе перемены увеличения путем замены линз  $1$  и  $2$ . Одна линза вводится в ход лучей, а вторая выводится (рис. 83, а, б). Здесь между двумя дискретными увеличениями не существует числовой зависимости, каждая линза работает самостоятельно и может быть рассчитана какой угодно, как с точки зрения ее фокусного расстояния, так и с точки зрения коррекции. Кроме того, при этом виде перемены увеличения можно сделать не только две ступени увеличения, а при необходимости и больше.

Способ дискретной смены увеличения путем введения, выведения линз (систем) применяется очень давно в виде сменных окуляров и объективов в микроскопах и телескопических системах. Следует обратить внимание, что при смене окуляров с повышением увеличения уменьшится зрачок выхода и освещенность поля, что не всегда допускается, а при смене объективов можно сохранять зрачок выхода и освещенность независимо от увеличений. Вот почему в ряде случаев смена объективов целесообразнее. Зато,

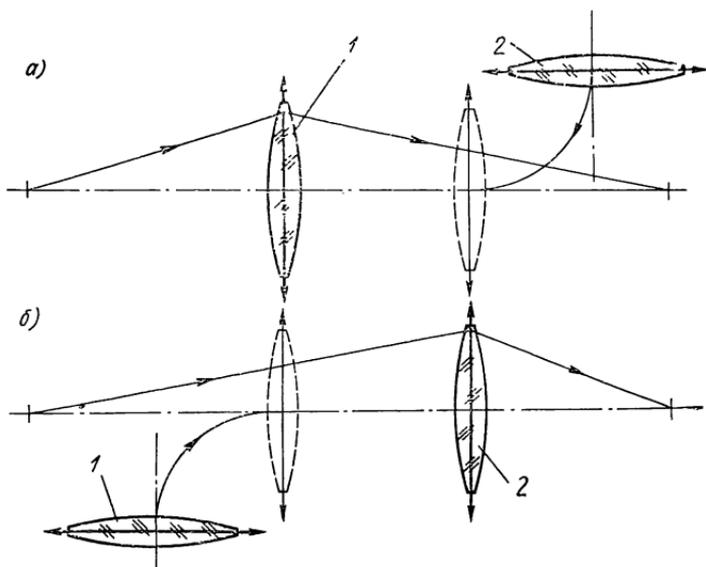


Рис. 83. Схема дискретного изменения увеличения путем выключения (включения) линзы в ход лучей

как правило, с повышением увеличения уменьшается, а со снижением увеличивается поле зрения прибора при любом методе изменения увеличения.

Двухкомпонентная панкратическая система с плавно меняющимся масштабом изображения рассмотрена в п. 13. За исходное положение при выводе всех формул принято положение, когда между компонентами параллельный ход лучей; предметная плоскость совпадает с передней фокальной плоскостью первого компонента, а плоскость изображений — с задней фокальной плоскостью второго компонента. Формула (84) для расчета увеличения панкратической системы в любой точке совместно с формулами (89) и (86) позволяет определить отправные параметры: предельные значения подвижек компонентов, предельные увеличения и кратность системы. В табл. 4 показаны данные конкретной двухкомпонентной панкратической системы. Фокусное расстояние каждого компонента равно 100 мм, расстояние между ними в исходном положении равно 80 мм. Длина системы от плоскости

предметов до плоскости изображений равна 280 мм. В этой системе увеличение плавно меняется от  $-0,3033\times$  до  $-3,2960\times$ . Максимальная кратность равна  $10,9\times$ . Законы перемещения компонентов даны в столбцах со значениями  $\delta_1$  и  $\delta_2$ . Поскольку вблизи предельных значений параметров системы имеет место значительная диспропорция между величинами подвижек компонентов

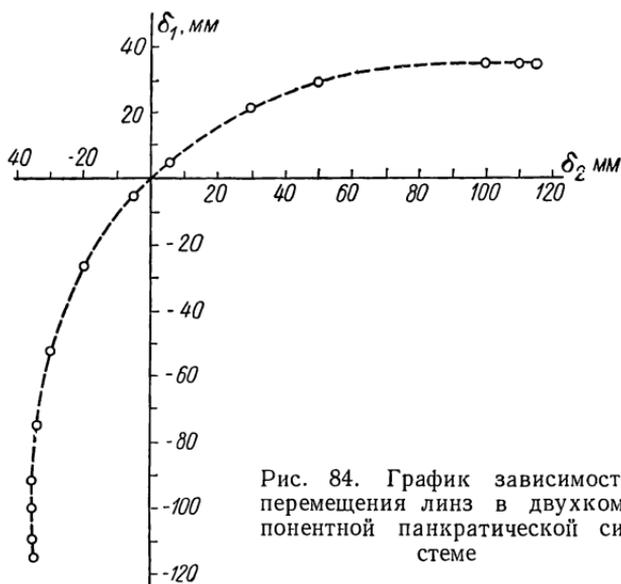


Рис. 84. График зависимости перемещения линз в двухкомпонентной панкратической системе

(см. рис. 84), что крайне нежелательно с точки зрения осуществления кинематики прибора (предпочтительно, чтобы производная  $d\delta_2/d\delta_1$  оставалась в пределах  $0,15 < d\delta_2/d\delta_1 < 6,5$ ), то на практике кратность таких систем редко бывает больше 60% от максимальной кратности. Из формул (84) и (89) видно, что различными сочетаниями фокусных расстояний компонентов и расстояний между ними можно получить всевозможные увеличения и кратности.

Трехкомпонентные и многокомпонентные панкратические системы с пропорциональными или равными перемещениями компонентов изучены в п. 15 и 16.

## Глава VII

### ГАБАРИТНЫЙ РАСЧЕТ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Под габаритным расчетом оптических систем предполагается расчет фокусных расстояний и размеров линзовых и призмных (зеркальных) узлов и расстояний между ними на основании

заданных увеличений, полей зрения, разрешающей способности световых потоков, положений предметов, изображений, конструктивных размеров систем. Габаритный расчет базируется на знании возможностей тех или иных оптических узлов. Габаритный расчет должен сообразоваться с ответственностью и допустимой сложностью будущей системы и, в соответствии с этим, устанавливать относительные отверстия, поля зрения, виньетирование в узлах систем. На стадии габаритного расчета остаточные аберрации выбираемых в проектируемой системе узлов не принимаются во внимание (полагают их равными нулю) и весьма часто линзовые узлы (например, объективы и другие линзы с небольшими относительными отверстиями) считаются тонкими. При габаритном расчете используются только меридиональные лучи.

### 33. Габаритный расчет систем, состоящих из объектива и окуляра

Оптическая система, состоящая из объектива и окуляра, может применяться для рассматривания предметов, расположенных на любом расстоянии от наблюдателя (прибора), от бесконечности до непосредственной близости. Эти системы разделяются на две группы: телескопические системы и микроскопы. Как рассматривалось в п. 28, телескопические системы могут работать не только на бесконечность, но и на конечные расстояния, вплоть до 250—300 мм, а микроскопы работают от этого расстояния и ближе. Принципиальной разницы в габаритном расчете телескопической системы и микроскопа не существует. Окуляр той и другой системы работает в совершенно одинаковых условиях и выбирается исходя из диаметра выходного зрачка, размера линейного поля зрения (полевого диафрагмы), требований коррекции. Объектив той и другой системы может быть различной сложности в соответствии с относительным отверстием и величиной углового поля зрения в телескопической системе и апертурой и линейным полем зрения в микроскопе. Произведем габаритный расчет этих систем.

**Телескопическая система Кеплера.** Оптическая телескопическая система Кеплера состоит из объектива 1 и положительного окуляра 2 (рис. 85). Оптические характеристики — видимое увеличение  $\Gamma$  и угловое поле зрения  $2W$  телескопической системы — не могут быть выбраны произвольно, поскольку произведение углового поля зрения телескопической системы (ее объектива) на видимое увеличение приблизительно равно угловому полю зрения окуляра  $2W'$ , а последнее вполне определено и ограничено типом окуляра. На практике очень редко окулярное поле зрения прибора принимается больше  $65^\circ$  (в предположении применения окуляра Эрфле), чаще всего применяют наиболее простой окуляр Кельнера, который имеет поле зрения  $50^\circ$ . Первый шаг в габаритном расчете телескопической системы (да и любой визуальной системы вообще) есть выбор окуляра.

Расчет видимого увеличения осуществляется, исходя из следующих соображений. Угловые величины рассматриваемых предметов на местности — разрешающая способность прибора  $\psi$  — равна разрешающей способности глаза  $\psi_0$ , поделенной на видимое увеличение системы  $\Gamma$ . Известно, что разрешающая способность глаза в среднем равна одной угловой минуте. Следовательно, рациональное увеличение телескопической системы

$$\Gamma_p = \frac{1'}{\psi}.$$

Следует обратить внимание, что бывают наблюдатели, у которых разрешающая способность глаза хуже средней, поэтому рас-

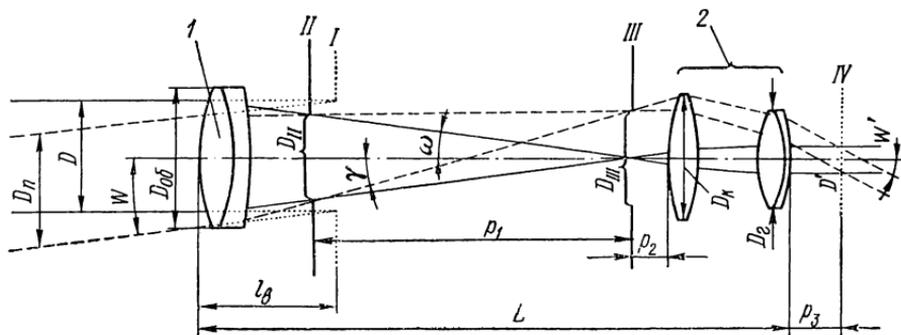


Рис. 85. Схема габаритного расчета оптической системы, состоящей из объектива и окуляра

считанное по последней формуле увеличение можно сделать больше, помня, что при этом снижается угловое поле зрения.

Пусть разрешающая способность прибора  $\psi$  должна быть  $0',05$ , тогда получаем  $\Gamma = 20\times$ . Если принять окулярное поле зрения  $2W' = 50^\circ$ , то получаем поле зрения системы (объективное поле), равное

$$2W \approx \frac{2W'}{\Gamma} \approx 2^\circ 30'.$$

Определим теперь диаметр зрачка входа  $D$ . Для обеспечения разрешающей способности  $\psi = 0',05 = 3''$ , получаем, на основании формулы (119), что диаметр зрачка входа должен быть  $D = 40$  мм. Поскольку, как уже указывалось, разрешающая способность глаза может достигать меньших значений, чем принято в расчете ( $1'$ ), то полезно при данном увеличении сделать диаметр зрачка входа больше, если это позволяет конструкция. По-видимому, можно считать за правило, что рациональной телескопической системой является такая, у которой диаметр зрачка выхода равен или больше  $2 \text{ мм}^1$ .

<sup>1</sup> Верхний предел диаметра зрачка выхода системы не должен быть больше максимального диаметра зрачка глаза, который в условиях сумерек достигает 8 мм. Но учитывая, что при больших диаметрах зрачка глаза его разрешающая способность снижается из-за aberrаций хрусталика, не следует (кроме специальных случаев) делать системы с диаметром зрачка больше 4 мм.

Итак, необходимо рассчитать телескопическую систему со следующими оптическими характеристиками: видимое увеличение  $\Gamma = 20\times$ ; поле зрения  $2W = 2^\circ 30'$ ; диаметр зрачка входа  $D = 40$  мм.

Расчет фокусных расстояний узлов системы также начинается с окуляра. С точки зрения технологии изготовления окуляра (оптимальные радиусы кривизны поверхностей, толщины линз, воздушные промежутки) их фокусные расстояния в основном должны лежать в пределах от 10 до 40 мм. Эти величины соответствуют указанным диаметрам зрачков окуляров (2—4 мм). Весьма нежелательно делать относительное отверстие окуляра больше, чем 1:5. Поскольку в рассчитываемой системе диаметр зрачка выхода  $D'$ , равный диаметру зрачка входа  $D$ , поделенному на увеличение  $\Gamma$ , равен 2 мм, то целесообразно выбрать фокусное расстояние окуляра  $f'_{ок} = 15$  мм. При этом получается относительное отверстие окуляра (и объектива) 1 : 7,5. Фокусное расстояние объектива  $f'_{об}$ , равное произведению фокусного расстояния окуляра на увеличение системы, получается  $f'_{об} = 300$  мм. Длина системы, приблизительно равная сумме фокусных расстояний объектива и окуляра ( $L \approx f'_{об} + f'_{ок}$ ), получается  $L \approx 315$  мм, что следует считать умеренной величиной, если не накладываются какие-либо особые требования относительно длины системы. Следовательно, базируясь на рациональном фокусном расстоянии и относительном отверстии окуляра, получили фокусные расстояния линзовых узлов и общую длину телескопической системы:  $f'_{об} = 300$  мм;  $f'_{ок} = 15$  мм;  $L = 315$  мм. Осталось рассчитать размеры объектива, окуляра, полевой диафрагмы.

Если совместить зрачок входа системы с объективом, то диаметр объектива  $D_{об}$  равен диаметру зрачка входа  $D$ , т. е.  $D_{об} = D = 40$  мм. Но в общем случае зрачок входа системы может быть расположен в любом месте, тогда для определения диаметра объектива необходимо знать положение зрачка  $l_b$  (рис. 85) Из хода лучей видно, что при отсутствии виньетирования (ширина пучка  $D_{п}$  в крайнюю точку поля равна ширине пучка  $D$  в центр поля) диаметр объектива рассчитывается по формуле

$$D_{об} = D + 2l_b \operatorname{tg} W. \quad (215)$$

Если диаметр объектива меньше, чем по формуле (215), то  $D_{п} < D$  и в системе допущено виньетирование, рассчитываемое по формуле

$$B = 1 - \frac{D_{п}}{D} = \frac{D - D_{п}}{D},$$

т. е. когда зрачок входа не совпадает с объективом, но объектив имеет диаметр, равный диаметру зрачка, то  $D - D_{п} = l_b \operatorname{tg} W$  и виньетирование (%) характеризуется

$$B = \frac{l_b \operatorname{tg} W}{D} 100. \quad (216)$$

Из этой формулы видно, что предел (100-процентное виньетирование) наступает, когда  $l_b \operatorname{tg} W = D$ . Отсюда легко найти максимально допустимое удаление зрачка

$$l_{b \max} = \frac{D}{\operatorname{tg} W}.$$

Здесь уместно обратить внимание на следующее обстоятельство: если часть лучей, проходящих при заданном виньетировании через один узел системы (например, объектив), срезается вторым узлом (например, окуляром), то процент виньетирования двух или нескольких узлов суммируется. Отметим, что виньетирование допускается почти во всех системах. Считается вполне нормальным 50-процентное виньетирование. Имеются системы, где виньетирование на краю поля зрения достигает 90 и даже 100 процентов.

Укажем теперь на основные диафрагмы в рассматриваемой телескопической системе. Диафрагма *I* (мнимая) является зрачком входа объектива и всей системы, диафрагма *II* — зрачок выхода объектива и одновременно зрачок входа окуляра, диафрагма *III* — полевая, она находится в плоскости изображения объектива, *IV* — зрачок выхода окуляра и всей системы, сюда помещается зрачок глаза наблюдателя. Апертурной является диафрагма *II*. Ее изображение в обратном ходе лучей через объектив есть зрачок входа и в прямом ходе через окуляр — зрачок выхода системы. Диаметры диафрагм и линз определяются по нижеследующим формулам, в которые входят величины, показанные на рис. 85.

Диаметр апертурной диафрагмы будет

$$D_{II} = 2P_1 \operatorname{tg} \omega. \quad (217)$$

Диаметр полевой диафрагмы  $D_{III}$  определяется фокусным расстоянием объектива  $f'_{об}$  и полем зрения

$$D_{III} = 2f'_{об} \operatorname{tg} W. \quad (218)$$

Диаметр коллективной линзы окуляра равен

$$D_k = D_{III} + 2P_2 \operatorname{tg} \gamma. \quad (219)$$

Диаметр глазной линзы окуляра  $D_r$  зависит от диаметра зрачка выхода, его положения и окулярного поля зрения

$$D_r = D' + 2P_3 \operatorname{tg} W'. \quad (220)$$

Обратим внимание, что при расчете диаметров линз  $D_{об}$ ,  $D_k$ ,  $D_r$  мы пренебрегли кривизной поверхностей линз, но это не существенно, поскольку неточность может привести только к некоторому изменению виньетирования. Все остальные данные окуляра (радиусы поверхностей, толщины линз, сорта стекол) определяются выбранным типом окуляра и его фокусным расстоянием. Тип объектива выбирается в соответствии с относительным отверстием и полем зрения. В нашем случае, когда относительное отверстие

равно 1 : 7,5 и поле зрения  $2^{\circ}30'$ , подходит двухлинзовый склеенный объектив. Изображение, даваемое объективом в системе Кеплера, перевернутое, а окуляром — прямое, поэтому общее изображение в системе Кеплера перевернутое.

**Телескопическая система Галилея.** Телескопическая система Галилея состоит из объектива 1 и отрицательного окуляра 2 (рис. 86). Эта система нашла очень широкое применение в театраль-ных биноклях, так как в ней обеспечено прямое изображение без дополнительных оборачивающих устройств. Но телескопическая система Галилея применяется и в оптических приборах различ-

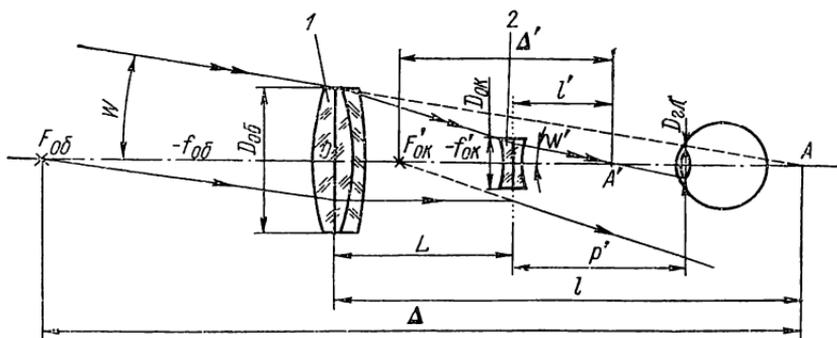


Рис. 86. Схема габаритного расчета оптической системы Галилея

ного назначения самостоятельно или как законченная часть оптической системы прибора. Оптические характеристики телескопической системы Галилея весьма ограничены, особенно по размеру поля зрения благодаря тому, что в ней нет реальной плоскости изображения и невозможно применить коллектив, а для расширения поля зрения надо увеличивать диаметр объектива. Выведем формулу зависимости диаметра объектива от поля зрения и других параметров галилеевской телескопической системы. Используем известную формулу продольного увеличения телескопической системы  $\Delta = \Delta' \Gamma^2$ , где  $\Delta$  — смещение предмета относительно некоторой плоскости предметов;  $\Delta'$  — смещение изображения относительно сопряженной плоскости изображений;  $\Gamma$  — видимое увеличение системы.

Пусть исходная плоскость предметов совпадает с передним фокусом объектива  $F_{об}$ , тогда сопряженная с нею плоскость изображений будет совпадать с задним фокусом окуляра. Направим луч в точку  $A$ . После прохождения через систему он направится в  $A'$ . Задача состоит в определении отрезка  $l$ , который по построению равен  $\Delta - f'_{об}$ . Используя формулу продольного увеличения, получаем

$$l = \Delta - f'_{об} = \Delta' \Gamma^2 - f'_{об}.$$

$$\text{Но } l \operatorname{tg} W = \frac{D_{об}}{2}, \text{ а } \Delta' = f'_{ок} + l'.$$

Тогда

$$\frac{D_{об}}{2} = [(f'_{ок} + l') \Gamma^2 - f'_{об}] \operatorname{tg} W.$$

Так как  $\frac{\operatorname{tg} W'}{\operatorname{tg} W} = \Gamma$ , находим

$$\frac{D_{об}}{2} = (f'_{ок} + l') \Gamma \operatorname{tg} W' - f'_{об} \frac{\operatorname{tg} W'}{\Gamma}.$$

Поскольку  $f'_{ок} = f'_{об}/\Gamma$ , то определяем

$$\frac{D_{об}}{2} = f'_{об} \operatorname{tg} W' + l' \Gamma \operatorname{tg} W' - f'_{ок} \operatorname{tg} W';$$

$$\frac{D_{об}}{2} = (f'_{об} - f'_{ок} + l' \Gamma) \operatorname{tg} W'.$$

Так как  $f'_{об} - f'_{ок} = L$ , получим

$$D_{об} = 2(L + l' \Gamma) \operatorname{tg} W'.$$

Так как  $2l' \operatorname{tg} W' = D_{ок}$ , определяем окончательно

$$D_{об} = 2L \operatorname{tg} W' + D_{ок} \Gamma. \quad (221)$$

Эта формула охватывает весь габаритный расчет телескопической системы Галилея. Осталось определить положение зрачка глаза наблюдателя  $p'$  для максимального поля зрения (в системе Галилея оно всегда имеет место при 100-процентном виньетировании) при определенном диаметре зрачка глаза  $D_{гл}$

$$p' = \frac{D_{гл} + D_{ок}}{2 \operatorname{tg} W'}. \quad (222)$$

Определим габаритные данные телескопической системы Галилея, имеющей увеличение  $\Gamma = 2,5\times$  и окулярное поле зрения  $2W' = 20^\circ$ .

Принимаем  $D_{гл} = 4$  мм и расстояние от окуляра до зрачка глаза  $p' = 30$  мм. Из формулы (222) находим диаметр окуляра

$$D_{ок} = 2p' \operatorname{tg} W' - D_{гл} = 10,5 - 4 = 6,5 \text{ мм.}$$

Относительное отверстие окуляра равно 1 : 6, тогда фокусное расстояние окуляра  $f'_{ок} = -24$  мм, а объектива  $f'_{об} = -\Gamma f'_{ок} = -2,5(-24) = 60$  мм. Длина системы  $L = f'_{об} + f'_{ок} = 60 - 24 = 36$  мм. Находим диаметр объектива по формуле (221)

$$D_{об} = 2 \cdot 36 \cdot 0,176 + 6,5 \cdot 2,5 = 29 \text{ мм.}$$

Объективное поле зрения

$$2W \approx \frac{2W'}{\Gamma} = 8^\circ.$$

Имеем  $f'_{ок} = -24$  мм;  $D_{ок} = 6,5$  мм;  $D' = D_{гл} = 4$  мм,  $2W' = 20^\circ$ ,  $f'_{об} = 60$  мм;  $D_{об} = 29$  мм;  $D = 10$  мм;  $2W = 8^\circ$  при 100-процентном виньетировании.

При указанных характеристиках как объектив, так и окуляр могут быть выполнены в виде двухлинзовых склеенных систем. Если в галилеевской системе глаз оказывается ближе к окуляру ( $p' < 30$  мм), то для данного поля зрения уменьшается виньетирование, а максимальное поле зрения (до 100-процентного виньетирования) вырастает. Такая зависимость поля зрения от положения глаза и диаметра его зрачка является недостатком этого вида систем, ограничивающим их применение во многих случаях,

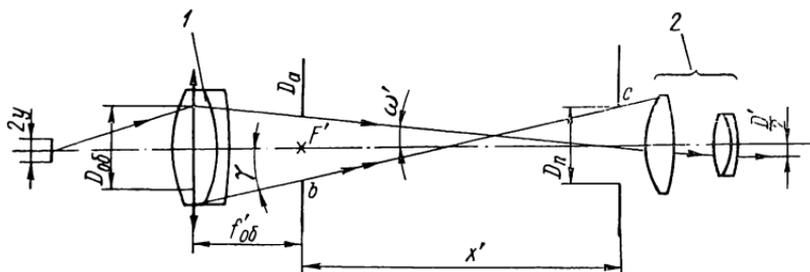


Рис. 87. Схема габаритного расчета оптической системы микроскопа

несмотря на их простоту. Если при расчете по формуле (222) диаметр окуляра получается меньше, чем диаметр зрачка выхода, то надо применить диаметр окуляра, равный или немного больший диаметра зрачка выхода. Сделаем вытекающее из формулы (221) заключение, что увеличение галилеевской системы не может быть большим, так как с повышением увеличения резко растет диаметр объектива. Это видно из примера, в котором при увеличении  $2,5\times$ , весьма умеренном окулярном поле  $20^\circ$  и зрачке входа 10 мм, диаметр объектива равен 29 мм. Галилеевские системы редко встречаются с увеличением больше  $3\times$ .

**Оптическая система микроскопа.** Оптическая система микроскопа состоит из объектива 1, работающего на близкое конечное расстояние, и окуляра 2 (рис. 87). По конструкции оптическая система микроскопа не отличается от оптической схемы телескопической системы (рис. 85). Но по смыслу отличие весьма существенное, связанное с тем, что микроскоп работает на близкие конечные расстояния. Если в телескопической системе при заданном фокусном расстоянии окуляра видимое увеличение определяется только фокусным расстоянием объектива и, чем больше увеличение телескопической системы, тем больше ее длина, то в микроскопе общее увеличение определяется линейным увеличением объектива, рассчитанным по формуле (20), содержащей не только фокусное расстояние  $f'_{об}$ , но и отрезок  $x'$ , который можно держать неизменным и, меняя фокусное расстояние, получать различные увеличения.

Поскольку отрезок  $x'$  (называемый в микроскопах длиной тубуса) в основном определяет длину микроскопа, то микроскопы различных увеличений могут быть сделаны более или менее одинаковой длины. Длина тубуса микроскопа — расстояние от заднего фокуса объектива микроскопа до плоскости изображения, которое в микроскопах со значительным увеличением объектива (порядка  $5\times$  и больше) близко к расстоянию от объектива до окуляра, — гостится и равна 160—200 мм. Учитывая это, все нормальные микроскопы конструируются приблизительно одинаковыми по длине. Однако в отличие от нормальных изготавливается множество специальных микроскопов, которые выполняются в соответствии с задаваемыми в конструкциях габаритами. Мы же здесь будем рассматривать только нормальный микроскоп.

Итак, основным габаритным размером микроскопа является постоянная гостированная длина тубуса:  $x' = 160$  мм. Окуляр микроскопа работает в тех же условиях, как и в телескопической системе Кеплера, и выбирается исходя из тех же соображений. Очень часто нормальные микроскопы снабжаются набором окуляров с фокусными расстояниями от 10 до 40 мм. Увеличение микроскопа  $\Gamma_m$  рассчитывается исходя из необходимой разрешающей способности, т. е. размера подлежащего рассмотрению минимального объекта. Увеличение микроскопа должно быть таким, чтобы угловая величина минимального объекта  $\delta$  за окуляром микроскопа была не меньше, чем оптимальная величина разрешающей способности глаза наблюдателя, равная одной угловой минуте  $\psi = 1'$ .

$$\text{Отсюда } \psi = \frac{\delta}{f'_m} \geq 0,0003,$$

где  $f'_m$  — фокусное расстояние микроскопа.

Так как  $f'_m = 250/\Gamma_m$ , то получаем

$$\Gamma_m = \frac{0,075}{\delta}. \quad (223)$$

Если, например,  $\delta = 0,0006$  мм, то  $\Gamma_m \geq 125\times$ . Апертура ( $A_p$ ) объектива микроскопа (всего микроскопа) должна быть увязана с разрешающей способностью и увеличением. Согласно формуле (121), разрешающая способность объектива микроскопа

$$\delta = \frac{\lambda}{2A_p},$$

где  $\lambda$  — длина световой волны, следовательно,

$$A_p = \frac{\lambda}{2\delta}.$$

Если  $\delta = 0,0006$  мм, то для  $\lambda = 0,0006$  мм (средняя длина волны видимого света) получаем  $A_p = 0,5$ .

Диаметр зрачка выхода  $D'$  микроскопа вычисляем по формуле (224) (рис. 87)

$$D' = 2A_p f'_m. \quad (224)$$

Подставив числовые значения, получаем

$$D' = 2 \cdot 0,5 \frac{250}{125} = 2 \text{ мм.}$$

Так и должно было получиться, поскольку мы приняли в расчете разрешающую способность глаза в одну угловую минуту, а она получается при диаметре зрачка, равном 2 мм.

Из формулы (224) после подстановки значения  $f'_m$  из (32) получается формула, связывающая диаметр зрачка микроскопа  $D'$ , его апертуру  $A_p$  и увеличение  $\Gamma_m$ , тогда

$$D' = \frac{500A_p}{\Gamma_m}. \quad (225)$$

Если принять диаметр зрачка выхода, равным 0,5 мм и максимальную апертуру, равную единице, то по этой формуле получаем увеличение микроскопа  $1000\times$ . Таков порядок увеличения в микроскопах для видимого света. Формула (225) показывает, что при постоянном диаметре зрачка выхода микроскопа с ростом увеличения должна расти апертура, поэтому чем больше увеличение объекта микроскопа, тем больше его апертура.

Определим теперь увеличение объектива микроскопа. Учитывая, что видимое увеличение микроскопа  $\Gamma_m$  равно линейному увеличению объектива  $v_{об}$ , умноженному на видимое увеличение окуляра  $\Gamma_{ок}$ , получаем

$$v_{об} = \frac{\Gamma_m}{\Gamma_{ок}}.$$

Так как  $\Gamma_{ок} = 250/f'_{ок}$ , то определяем (формула 204)

$$v_{об} = \frac{\Gamma_m f'_{ок}}{250}.$$

Если, например,  $\Gamma_m = 125\times$ ;  $f'_{ок} = 25$  мм, то  $v_{об} = 12,5\times$ . Если  $\Gamma_m = 1000\times$  и  $f'_{ок} = 25$  мм, то  $v_{об} = 100\times$ . В нормализованных микроскопах имеются наборы сменных объективов различных увеличений.

Осталось определить линейное поле зрения микроскопа. Линейное поле зрения микроскопа

$$2y = \frac{D_{п}}{v_{об}}.$$

Например, при фокусном расстоянии окуляра 25 мм и окулярном поле  $50^\circ$   $D_{п} = 23$  мм. Тогда  $2y = 1,8$  мм при увеличении объектива  $12,5\times$  и  $2y = 0,23$  мм при увеличении объектива  $100\times$ .

В обычном микроскопе, как и в телескопической системе Кеплера, изображение перевернутое. Поскольку этого вида микроскопы преимущественно предназначаются для биологических целей, то характер изображения в них не имеет значения и обращающихся систем в них не требуется. По типу окуляр для оптической системы микроскопа подбирается так же, как в телескопической системе. Угловое поле зрения окуляра, как правило, не превышает  $50^\circ$  и поэтому более сложных окуляров, чем окуляр Кельнера, не применяют. Чаще всего в микроскопах можно встретить окуляры: Рамсдена, Гюйгенса и симметричный, которые первоначально были рассчитаны для микроскопов. Применяется также окуляр с исправленной дисторсией — ортоскопический, состоящий из тройной склеенной и отдельной линзы. Диаметр линз окуляра рассчитывается по формулам (219) и (220). Объективы микроскопов по типу бывают двухсклеенные при апертуре до 0,05, из пары двухсклеенных линз с большим промежутком между ними при апертуре до 0,15 и сложные многолинзовые при более высоких апертурах. Объективы с близкими к единице апертурами больших увеличений (свыше  $50\times$ ) бывают иммерсионные. Применение иммерсии позволяет повысить апертуру объектива приблизительно в 1,5 раза без усложнения его линзовой конструкции. Фокусное расстояние объектива рассчитывается по формуле (20), где, как уже было сказано,  $x'$  есть длина тубуса микроскопа, равная по ГОСТу 160 мм. При увеличении в  $12,5\times$  фокусное расстояние объектива  $\approx 12,5$  мм, а при увеличении в  $100\times$  — 1,6 мм. Таким образом, фокусные расстояния объективов нормальных микроскопов невелики. Диаметр объектива микроскопа определяется величиной апертуры и, как видно из рис. 87, может быть рассчитан по формуле

$$D_{об} = 2(x' + f'_{об}) \operatorname{tg} \omega',$$

где  $\omega'$  — задний апертурный угол, когда зрачок входа лежит на объективе. Если же зрачок не совпадает с объективом, то к рассчитанному по последней формуле диаметру должна добавляться величина, зависящая от положения зрачка, размера линейного поля зрения и виньетирования. Очень часто микроскопы делают с телецентрическим ходом лучей (см. п. 17), тогда апертурная диафрагма диаметром  $D_a$  устанавливается в заднюю фокальную плоскость объектива, а зрачок входа оказывается в бесконечности. В этом случае для расчета диаметра объектива используется наклонный луч  $bc$ , проходящий через противоположные концы диаметров апертурной и полевой диафрагм, при этом виньетирование отсутствует. Угол этого луча рассчитывается по формуле

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{D_a + D_n}{2x'}.$$

Вычислим диаметр объектива

$$D_{об} = D_a + 2f'_{об} \operatorname{tg} \gamma.$$

Как было указано, в габаритных расчетах диаметры оптических деталей определяются приближенно, так как не учитываются кривизны поверхностей линз и их толщины. Такое приближение может привести к некоторой неточности в расчете виньетирования, которое в большинстве не имеет особого значения. Однако можно точно определить диаметры всех линз, произведя расчет критического луча (луч  $bc$ ) через все поверхности проектируемой оптики, поскольку типы объективов (особенно сложных) и окуляров, как правило, известны на этапе габаритного расчета, а дальнейшая абберационная коррекция, которая может потребоваться, практически не изменит диаметров выбранных узлов. Такой расчет критического луча проводится по формулам (2)—(4).

### 34. Многосменные оптические системы

**Системы, состоящие из объектива, коллектива и окуляра.** Оптическая система, состоящая из объектива 1, коллектива 2 и окуляра 3 (рис. 88), по построению отличается от телескопической системы (рис. 85) или микроскопа (рис. 87) только тем, что в фокальной плоскости (плоскости изображения) установлена линза 2, называемая коллективной линзой. Содержание и принцип действия

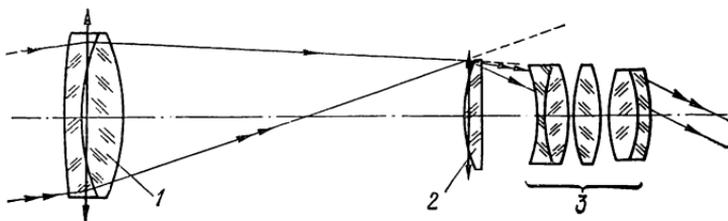


Рис. 88. Схема габаритного расчета оптической системы, состоящей из объектива, коллектива и окуляра

коллективной линзы рассмотрены в п. 29. Там же выведены формулы (207) и (208) для расчета фокусного расстояния и (209) для расчета увеличения коллектива. Если коллектив установлен в плоскости изображения, то его световой диаметр равен диаметру полевой диафрагмы, если же коллектив выведен из плоскости изображения, то его диаметр определяется наклонным лучом. Преимущественно в качестве коллективов применяются простые линзы. Во всем остальном габаритный расчет системы объектив — коллектив — окуляр полностью отвечает габаритному расчету системы объектив — окуляр.

**Системы, состоящие из объектива, коллектива, линзовой оборачивающей системы окуляра.** Оптическая схема сложной системы, состоящая из объектива 1, двух коллективов 2 и 5, двухлинзовой оборачивающей системы с параллельным ходом лучей между ними 3 и 4 и окуляра 6, показана на рис. 89. Это телескопическая система Кеплера с оборачивающей системой и поэтому она обладает пря-

мым изображением. Коллективы применены для регулирования диаметров оптики. Если бы не было коллективов, то диаметр объектива должен был бы быть увеличен до диаметра  $D_{об}$ , а окуляра до диаметра  $D_{ок}$ . Общее увеличение всей системы равно увеличению телескопической системы ( $f'_{об}/f'_{ок}$ ), умноженному на увеличения всех узлов и деталей. Если коллективы находятся в плоскостях изображений, то их увеличения равны единице. Увеличение оборачивающей системы благодаря параллельному ходу лучей равно отношению фокусного расстояния линзы 4 к фокусному расстоянию линзы 3. Если фокусные расстояния линз оборачивающей системы равны между собой, то увеличение оборачивающей системы однократно. В таком случае увеличение всей системы равно отношению фокусного расстояния объектива к фокусному расстоянию окуляра.

Расчет фокусных расстояний объектива и окуляра телескопической системы Кеплера, а также коллективов, см. пп. 29 и 33. Здесь необходимо рассчитать фокусные расстояния оборачивающих линз и их диаметры. Для этого сначала выбирают угловое поле зрения  $2W$  между оборачивающими линзами в зависимости от предполагаемой сложности этих линз. Например, если в качестве оборачивающих линз приме-

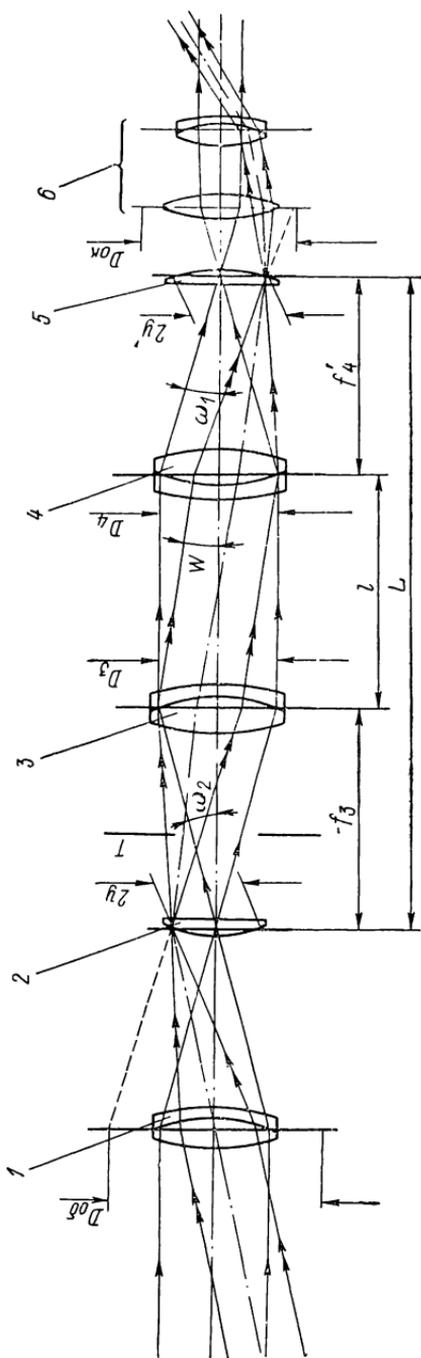


Рис. 89. Схема габаритного расчета оптической системы, состоящей из объектива, коллективов, линзовой оборачивающей системы, окуляра

няются двухлинзовые склейки, то поле зрения должно быть около  $10^\circ$ . При больших полях оборачивающие линзы должны быть более сложные. Имея угловое поле зрения  $2W$  и размер линейного поля зрения после объектива  $2y$  (перед окуляром  $2y'$ ), находим искомые фокусные расстояния:

$$f'_3 = \frac{y}{\operatorname{tg} W}; \quad f'_4 = \frac{y'}{\operatorname{tg} W}.$$

По рассчитанным фокусным расстояниям находим диаметры линз, предполагая, что они определяются размерами зрачков:

$$D_3 = 2f'_3 \operatorname{tg} \omega_2; \quad D_4 = 2f'_4 \operatorname{tg} \omega_4.$$

Длина оборачивающей системы  $L$  выбирается с учетом общей длины системы. Имея  $L$ , находим расстояние между линзами

$$l = L - f'_3 - f'_4.$$

Затем рассчитываем процент виньетирования

$$B = \frac{l \operatorname{tg} W}{D_3} 100.$$

Если полученный процент виньетирования велик, то нужно уменьшить расстояние  $l$  или увеличить диаметр линз оборачивающей системы. Бывают случаи, когда процент виньетирования желательно увеличить (такие случаи возникают при корригировании оптики, когда для уменьшения аберрации комы надо уменьшить ширину пучков), тогда можно увеличить расстояние  $l$ , если позволяет общая длина системы. Можно также предусмотреть дополнительную теневую диафрагму  $T$ , поставленную в пространстве сходящихся лучей, которая отрезает часть лучей, идущих в краевые точки поля, и не трогает лучи, идущие в центр поля зрения. На схеме рис. 89 показан ход лучей в системе для двух точек поля: центральной и крайней, в которой допущено виньетирование.

**Системы, состоящие из объектива, призмной оборачивающей системы, коллектива, окуляра.** Произведем габаритный расчет оптической телескопической системы прямого изображения с призмной оборачивающей системой. Пусть система должна быть прямого зрения, т. е. оптическая ось окуляра должна быть параллельна или совпадать с оптической осью объектива. Призм и призмных оборачивающих систем прямого зрения известно несколько (см. п. 31). Остановимся на двухпризмной системе Порро. Оптическая схема, содержащая объектив  $1$ , систему Порро  $2$ , коллектив  $3$  и окуляр  $4$ , показана на рис. 90, *а*. Принцип действия системы Порро рассмотрен выше (п. 31). Здесь необходимо определить размеры призм, т. е. длину хода луча в них при заданном диаметре пучка лучей.

Поскольку система Порро состоит из двух прямоугольных призм с двумя отражениями в каждой, то достаточно определить длину хода луча в одной призме, а затем умножить на два. Как

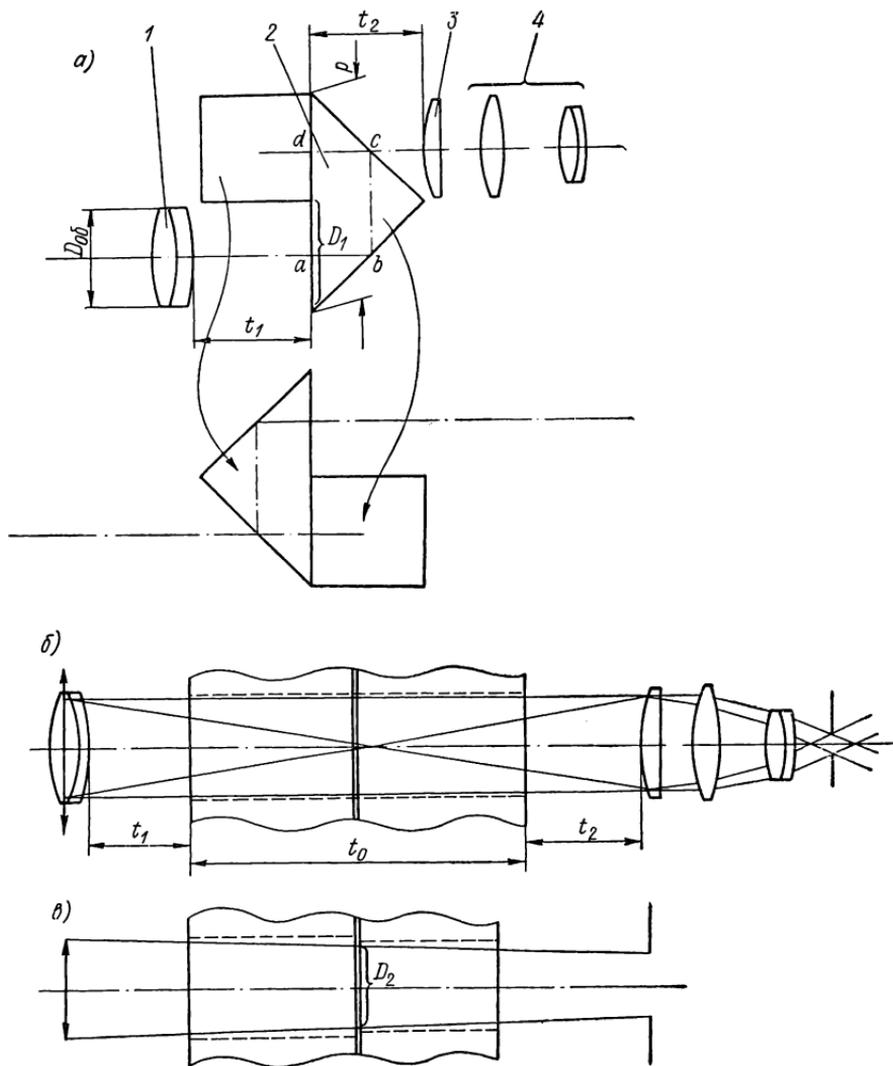


Рис. 90. Схема габаритного расчета оптической системы с призмной оборачивающей системой

видно из рис. 90, а, длина хода луча равняется сумме отрезков:  $t = ab + bc + cd$ . Но сумма  $ab + bc + cd$  равна гипотенузе призмы  $p$ , которая равна  $2D_1$ —двум диаметрам падающего на нее цилиндрического пучка лучей. Следовательно,  $t = p = 2D_1$ . Необходимо предусмотреть некоторый запас  $q$  для фасок на

ребрах призмы и крепления. Тогда гипотенуза призмы должна быть

$$p = 2D_1 + q.$$

Так как система Порро содержит две призмы, то длина хода луча

$$t = 2p = 4D_1 + 2q.$$

Диаметр пучка лучей  $D_1$  определяется местом призмённой системы в оптической схеме и формой пучка. В рассматриваемом случае полагаем пучок цилиндрическим, поэтому диаметр пучка  $D_1$  на входе призм равен диаметру объектива  $D_{об}$ , расчет которого нам уже известен (п. 33). Тогда получаем гипотенузу призмы  $p = 2D_{об} + q$  и длину хода луча в призме  $t = 4D_{об} + 2q$ . Затем переведем физическую длину хода луча  $t$  в призмённой системе в оптическую длину хода  $t_0$  — это часто называют редуцированием призмы к воздуху. Учитывая, что физическая длина любой среды как эквивалент времени прохождения света через нее есть произведение оптической длины на показатель преломления среды, получим  $t_0 = t/n$ .

Призмённая система уместается в схеме прибора, если задний отрезок объектива (расстояние от объектива до плоскости изображения) равен оптической длине хода в призмённой системе плюс воздушные промежутки  $s' = t_1 + t_0 + t_2$ .

Если это условие не выдерживается, то надо идти на уменьшение  $D_1$  или увеличение фокусного расстояния объектива, или на то и другое вместе. Размер призм в перпендикулярном главному сечению направлению, должен быть равен размеру  $D$  плюс запас на крепление. На рис. 90, б оптическая схема показана вытянутой вдоль одной прямой, дан ход лучей в системе, состоящей из объектива, коллектива, окуляра. Габаритный расчет всех этих деталей уже нам известен из предыдущего параграфа. Призмы даны в виде плоскопараллельных пластинок. Показана их оптическая длина хода  $t_0$ . В случае, когда пучки лучей в местах установки призм конические, появляется возможность уменьшить длину хода луча в призмённой системе Порро за счет уменьшения размеров второй призмы, поскольку на входе ее диаметр  $D_2$  уменьшился по сравнению с диаметром  $D_1$  (рис. 90, в). Метод определения оптимальной длины хода луча в призмах по начерченной геометрии пучка, часто используемый при конических пучках, называется графоаналитическим методом Турыгина по имени автора этого метода.

Итак, габаритный расчет оптической системы с призмённой оборачивающей системой разделяется на два этапа: во-первых, рассчитывается линзовая оптика, устанавливаются размеры и формы пучков лучей в пространстве, куда предстоит поставить призму (систему призм) и, во-вторых, под известные пучки лучей рассчитываются габариты призм. Если после первой пробы выясняется, что призмённая система данной конструкции не уместается, то надо либо подобрать иную призмённую систему (с меньшей

длиной хода луча), либо изменить параметры линзовой оптики и повторить расчет.

**Многоканальные оптические системы.** В современном приборостроении — в особенности для космических целей — применяются системы с двумя или несколькими каналами. Примером может служить двухканальная система со зрачком, разделенным на две части с помощью двух зеркал 1 и 2 (рис. 91), предназначенная для визирования в двух заданных направлениях. Была попытка построить по принципу разделения зрачка более сложную многоканальную систему (рис. 92), закончившаяся неудачей. Считая случай поучительным, ознакомимся кратко с этой системой и опишем более рациональное решение этой задачи.

Схема содержит два обращенных друг к другу объектива I и II, состоящих из зеркал 1 и 2, а также линзового абберационного компенсатора 3. Кольцевые зрачки объективов поделены на четыре части (рис. 92, а и б) зеркалами так, что каждый объектив работает на четыре канала. Для примера показаны по одному каналу каждого объектива, образованные зеркалами 4 и 5, с направлениями линий визирования AB и BГ. Учитывая, что по условиям эксплуатации целесообразно направить оси визирования поблизости к некоторому центру (центр регрессии), точке  $p_0$  (рис. 92, в), в отдельных каналах приходится применять дополнительные зеркала. Расположение осей каналов диктуется координатами объектов, например звезд. При направлении визирной оси одного канала на его объект оси всех остальных каналов должны смотреть на объекты, им соответствующие. Зрачки объективов I и II поделены на части, площади которых пропорциональны яркостям соответствующих объектов. Изображения объективов образуются в фокальных плоскостях  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  каналов. За каждой фокальной плоскостью стоит система, проектирующая зрачок на катод приемника лучистой энергии — ФЭУ и состоящая из коллектива 6, изображающего зрачок объектива на промежуточную систему 7, которая, в свою очередь, проектирует коллектив 6 на систему 8, а последняя — систему 7 на фото-электронный умножитель ФЭУ.

Практическое осуществление системы обнаруживает исключительные трудности борьбы с рассеянным светом, который в подобных системах недопустим, поскольку рабочий источник (звезда) значительно слабее источника рассеянного света (солнце). Нелегко в такой системе достигнуть хорошего качества изображения. Это

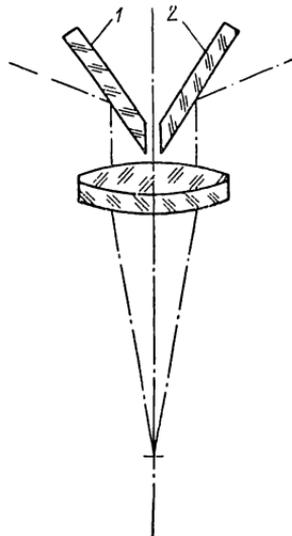


Рис. 91. Схема оптической системы с разделением объектива на два канала

поясняется причинами, вытекающими главным образом из того, что один объектив обслуживает несколько каналов. Зрочки входа каналов несоосны к оптической оси системы и не четко сформированы. Они ограничиваются наклонными к оптической оси зеркалами (например, 4 и 5). Детали крепления зеркал, расположенные внутри системы, являются источниками рассеянного света. Каналы практически невозможно изолировать друг от друга, поскольку

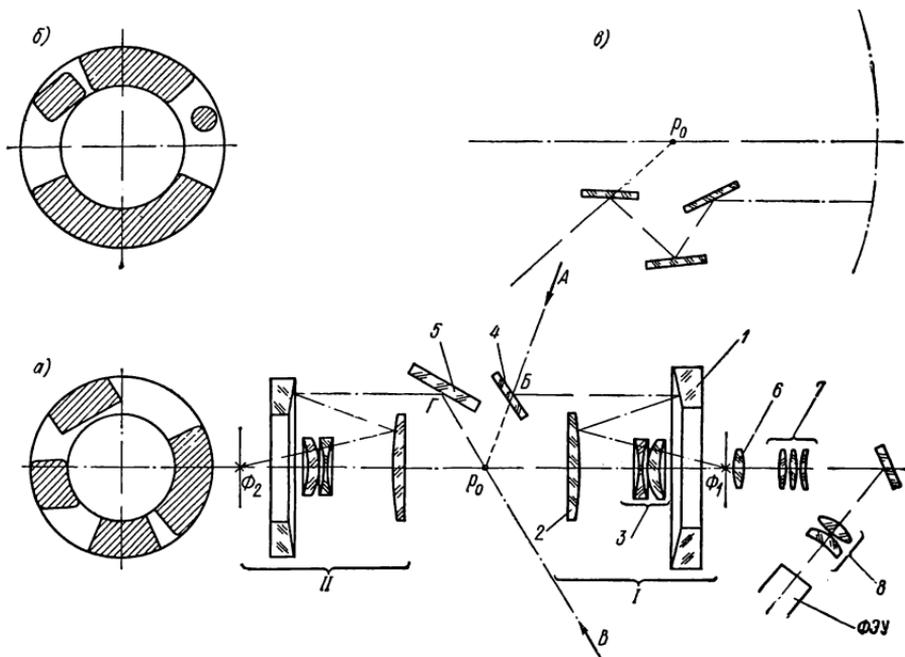


Рис. 92. Схема оптической системы с разделением объективов на несколько каналов

пучки из разных каналов переплетаются не только в плоскостях изображений объектов  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , но и в плоскостях изображений зрочков (система 7 и катод ФЭУ). Последнее имеет место благодаря большим aberrациям в зрочках из-за очень тяжелых условий работы системы 6—8, которой приходится изображать сразу зрочки всех каналов, обслуживаемых данным объективом I или II. Вследствие aberrационного наложения зрочков выхода друг на друга и несимметричности зрочков по отношению к оси системы отпадает возможность выделить зрочки выхода рабочих каналов (перекрыть нерабочие) около системы 7 и у катода ФЭУ. Открытая система 7 посылает рассеянный свет из всей своей площадки на ФЭУ. Площадка катода ФЭУ оказывается заведомо большей, поскольку она должна воспринять все каналы своей ветви. Вследствие тяжелых условий работы проекционная система 6—8 получается сложной, многолинзовой. Система каждого канала не

обладает единой оптической осью и осевой симметрией, что приводит к внемеридиальному ходу пучков лучей, ухудшению качества изображения и дополнительным трудностям защиты от паразитных засветок. Некруглые формы зрачков значительно отягощают изготовление качественных бленд, предохраняющих от паразитных засветок, и постановку их симметрично к осям каналов.

Согласно условиям эксплуатации, в данный момент времени должны работать два канала по одному на каждый объектив, а остальные должны быть перекрыты во избежание дезориентации прибора и попадания паразитного света. Для выполнения этой функции применяются специальные заслонки, переключающиеся по программе. Таким образом, кинематическая статичность системы является только кажущейся и с этой точки зрения несколько каналов в одном объективе тоже не оправдываются. Юстировка системы с раздробленными зрачками является задачей весьма сложной; поскольку один объектив работает на несколько каналов, то отпадает возможность использования его при юстировке: им невозможно исправить ни фокусировку, ни направление линий визирования (осуществлять фокусировку отдельных каналов нечем). Наклонами плоских зеркал можно юстировать направление линий визирования, но дело осложняется тем, что зеркало одновременно определяет границы зрачка. Как правило, одно исправляется за счет порчи другого. Это усугубляется тем, что вследствие близости каналов очень трудно запроецировать механизмы для наклонов и смещений зеркал и всю юстировку приходится базировать на шабровке посадочных площадок, что очень сложно в однозеркальных и в особенности в многозеркальных каналах. Трудоемкость установки зеркал является причиной ненадежности сохранения достигнутых результатов. Весьма условное ограничение зрачков и отсутствие осевой симметрии в каналах приводит к тому, что бленды оказываются расположенными несимметрично по отношению к действующим пучкам лучей из каждой точки поля, т. е. ликвидируется основное требование, предъявляемое к расположению бленд.

Практика изготовления прибора по схеме рис. 92 показала исключительную сложность его в сборке и юстировке. Никакими средствами не удалось избавиться от рассеянного света. При поле в  $4^{\circ}30'$  паразитный сигнал от солнца превысил полезный в отдельных каналах в сотни раз.

На основании изложенного можно сделать вывод (в этом цель описания схемы), что в многоканальных системах не следует идти по пути применения объективов с разделенными зрачками. Предпочтение должно быть отдано схемам с автономными каналами. Вариант такой схемы иллюстрируется рис. 93.

Восемь каналов  $D_1 - D_4, O_1 - O_4$  имеют направление осей визирования в соответствии с координатами выбранных объектов, под углами  $\omega_1 - \omega_8$  — к горизонту и  $\gamma_1 - \gamma_8$  — по азимуту (все

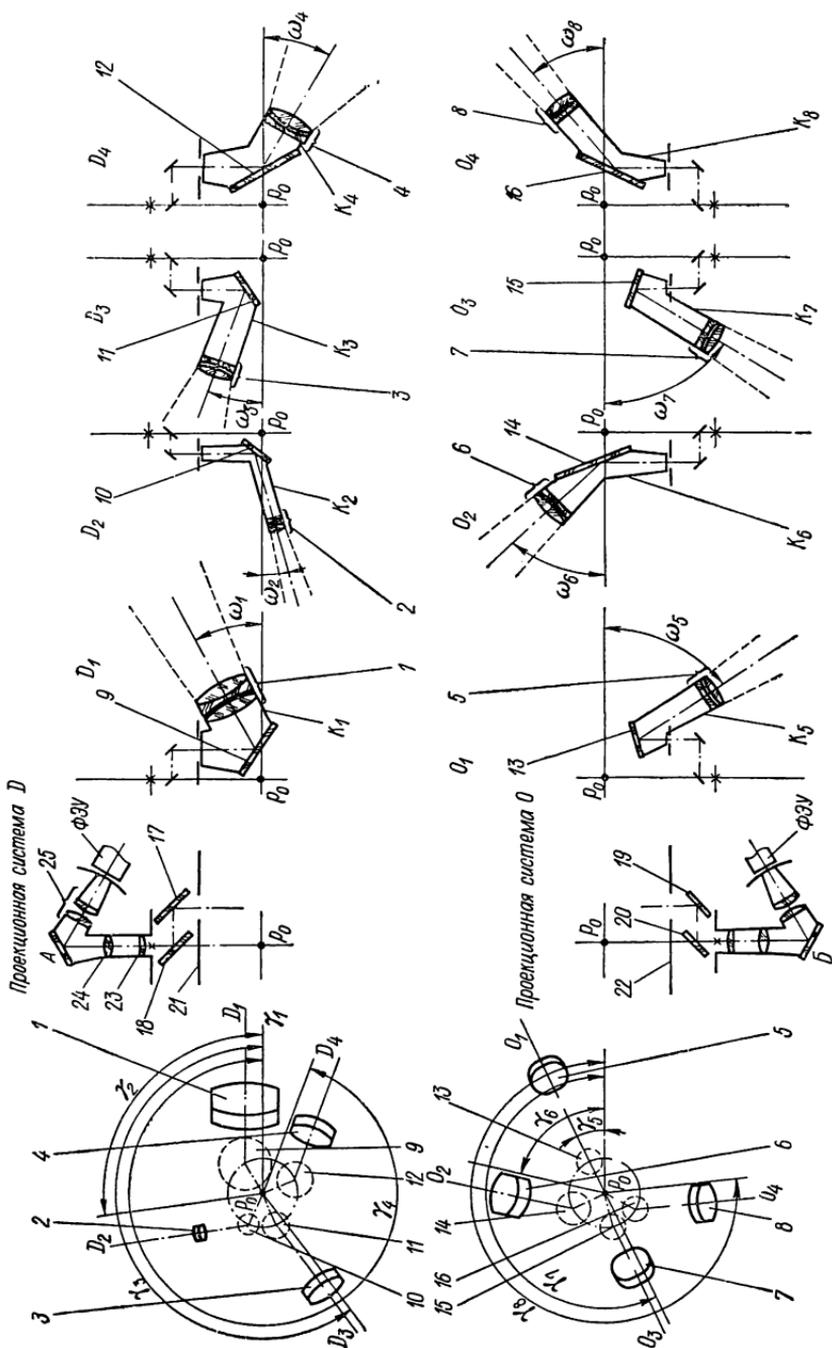


Рис. 93. Схема многоканальной оптической системы с автономными каналами

каналы автономные). Каждый канал начинается с линзового объектива 1—8 и плоского зеркала 9—16, поставленного в соответствии с углом  $W$ . Линии визирования каналов проходят вблизи единой точки  $p_0$ . После зеркал 9—16 все оси визирования параллельны между собой и осям  $AP_0$  и  $BP_0$  проекционных систем  $D$  и  $O$ . Каждая проекционная система (например,  $D$ ) содержит коллектив 23, расположенный вблизи плоскости изображения и проектирующий объективы (зрачки входа) на линзу 24, которая изображает коллектив 23 на конденсор 25, а последний — линзу 24 (промежуточный зрачок) на катод ФЭУ. В фокальной плоскости около коллектива 23 находится вращающийся модулятор, являющийся первым звеном в цепи автоматического слежения прибора за целью. Прибор поворачивается на цель до тех пор, пока не прекратится модуляция изображения, т. е. пока изображение цели не окажется в центре вращения модулятора, в этот момент сигнал на механизмы поворота прибора прекращается. Совмещение осей проекционных систем осуществляется с помощью ромбических пар 17—18 и 19—20. Вращаясь вокруг осей  $AP_0$  и  $BP_0$ , ромбы могут ввести в действие любую пару каналов ( $D—O$ ) по программе. Вместе с ромбами вращаются светонепроницаемые щитки 21 и 22. Таким образом, одновременно с подключением рабочих каналов запираются все нерабочие. Для получения наименьших размеров ромбы располагаются в местах наиболее узких сечений пучков лучей вблизи плоскостей изображений. Наличие своего объектива в каждом канале обеспечивает осевую симметрию оптических систем всех каналов и хорошее ограничение входных зрачков, их концентричность и перпендикулярность к оптическим осям, минимальные относительные отверстия объективов и хорошее качество изображения по всему полю зрения, малые aberrации в зрачках при минимальном количестве линз в проекционных системах, создает условия для хорошего ограничения промежуточного зрачка каждого канала путем включения диафрагм около линзы 24 и позволяет достигнуть малых размеров световых пятен на катодах ФЭУ. Переключение диафрагм осуществляется заодно с поворотом ромбов; противосолнечные бленды удастся сделать более длинными и простейших конфигураций. Отпадает надобность в защитных стеклах, поскольку их роль заодно выполняют объективы. Таким образом, наличие автономных каналов и собственных объективов в каждом дает возможность достигнуть хороших и устойчивых эксплуатационных параметров и одновременно делает прибор технологичным в сборке и юстировке. Присутствие ромбов не усложняет кинематику, так как введение в действие рабочей пары и закрывание нерабочих каналов происходит от одного механизма, притом более простого, чем механизм открывания и закрывания каналов в других схемах (например, рис. 92). Требуемая точность фиксации ромбов в рабочем положении невелика. Например, при фокусном расстоянии объектива в 150 мм и ошибке угла визирования в  $1'$  допускается

погрешность фиксации ромба в 0,045 мм по дуге; без особых трудностей достигается 0,01 мм. Каналы изолированы светонепроницаемыми кожухами  $K_1—K_8$ , а нерабочие — заперты с торца шторками 21 и 22. Следовательно, все каналы, кроме двух действующих, закрыты наглухо и исключается возможность взаимных засветок. Система построена так, что лучи света, рассеянные кожухами  $K_1—K_8$ , не могут прийти на ФЭУ (см. п. 25). Это очень важно, так как солнечные лучи, попавшие на ФЭУ после рассеяния стенками световодов, бесследно заглушили бы сигнал от звезды, поскольку интенсивность солнечного излучения у земли больше интенсивности света от средней звезды примерно на 12 порядков. Итак, в многоканальной, многообъективной схеме рис. 93 выполняются все условия защиты от рассеянного света и она является наиболее рациональной. Прибор, построенный по этой схеме, подтвердил теоретические расчеты: паразитные сигналы в нем оказались в сотни раз меньше, чем паразитные сигналы в приборе по схеме рис. 92.

### 35. Габаритный расчет оптической системы спектрального прибора

**Костяк системы спектрального прибора.** Основной костяк оптической системы любого спектрального прибора содержит три узла: 1) образующий параллельный ход лучей, содержащий объектив, щель в его фокальной плоскости и соответствующий осветитель; 2) спектральный, имеющий одну или несколько спектральных призм, или дифракционную решетку; 3) узел фиксации изображения спектра, состоящий из объектива, в фокальной плоскости которого изображается спектр, и любого приемника (фотографическая пластинка, фото- или термоэлемент, окуляр для наблюдения глазом).

Особое место занимает оптическая система спектрометра с отражающей дифракционной решеткой типа Роуланд, в которой объектив и дифракционная решетка совмещены и поэтому не требуется параллельного хода лучей, или, говоря иначе, ширина пространства с параллельным ходом лучей равна нулю.

Разберем по отдельности каждую часть системы спектрального прибора. Основными в узле, создающем параллельный ход лучей, являются щель и объектив. В идеальном случае щель должна была бы иметь нулевую ширину, тогда ее изображение не накладывалось бы на спектр и не портило бы разрешающую способность. Но, поскольку это невозможно, то, по крайней мере, желательно, чтобы ширина щели была минимальной. Длина щели может быть любой. Чем длиннее щель, тем больше энергии в спектре.

Однако абберационные данные системы (в частности дисторсия) накладывают ограничения на длину щели. Объектив должен иметь высокое качество изображения. Его поперечные aberrации для точки на оси (сферическая, хроматизм) должны быть меньше ми-

нимальной ширины щели. Из внеосевых аберраций должны быть хорошо коррегированы кривизна изображения и дисторсия. В связи с этим относительное отверстие объектива узла параллельного хода (коллиматора) должно быть не более чем 1 : 5. Угловое поле (вдоль щели) редко превышает 5°.

Спектральные приборы работают в самых различных участках спектра: от короткого «ультрафиолета» (меньше 0,2 мкм) до довольно далекой инфракрасной области (100 мкм и больше). Охватить широкий спектр может только зеркальный объектив, который не обладает хроматической аберрацией. Поэтому в большинстве спектральных приборов применяются зеркальные объективы. Однако в том участке спектра, где линзовая оптика пропускает (например, видимая область), нередко применяют линзовые объективы, имеющие известные конструкционные преимущества. Такие объективы должны быть хорошо исправлены на хроматизм. Узел, создающий параллельный ход лучей, определяет энергетическую емкость спектрального прибора. Вспомнив, что энергетическая емкость есть произведение площади щели на площадь зрачка, деленное на квадрат фокусного расстояния объектива, можно сказать, что с точки зрения получения максимальной энергии, щель должна быть максимальной по площади, а объектив должен иметь максимальное относительное отверстие. В результате габаритного расчета, система должна быть получена с оптимальными параметрами, учитывающими конструктивные, аберрационные и энергетические данные будущего прибора.

Спектральный узел прибора может состоять из одной или нескольких призм, дифракционной решетки или дифракционной решетки вместе с призмой. Основной характеристикой спектрального узла прибора является его дисперсия. Если на спектральный узел (призму, решетку) направить луч, несущий в себе излучения всех частот, то после прохождения (отражения) через узел вследствие дисперсии образуется плоскостной расходящийся пучок лучей с некоторым углом раствора  $\varphi$ . Чем больше угол  $\varphi$  для данного участка частот, тем больше дисперсия. Таким образом, дисперсия должна выражаться отношением некоторого угла  $\Delta\varphi$  к данному участку длин волн  $\Delta\lambda$ :  $\Delta\varphi/\Delta\lambda$ . Поскольку угол раствора диспергированных лучей меняется непропорционально приращению участка длин волн, то дисперсия характеризуется пределом указанного отношения, поэтому математическим выражением дисперсии является величина  $d\varphi/d\lambda$ , которая условно называется «дисперсией». Итак  $d\varphi/d\lambda$  — есть дисперсия спектрального узла или дисперсия спектрального прибора.

**Дисперсия приборов с призмными спектральными узлами.** Дисперсия призмных спектральных приборов зависит, во-первых, от геометрии — угла падения луча, количества и расстановки призм в узле, преломляющего угла и, во-вторых, от рефрактометрических свойств материала, которые выражаются пределом отношения показателя преломления материала к длине волны

$dn/\alpha\lambda$ , называемым дисперсией материала. В расчете угла дисперсии данного призмного узла применяется еще одно промежуточное отношение  $d\varphi/dn$ , которое с равным правом может быть названо дисперсией спектрального узла. В связи с этим получаем

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\varphi}{dn}. \quad (226)$$

Условно назовем  $d\varphi/d\lambda$  — угловой дисперсией прибора,  $dn/d\lambda$  — дисперсией материала,  $d\varphi/dn$  — дисперсией призмного спектрального узла.  $dn/d\lambda$  для каждого материала известна и, как правило, представляется в виде таблиц и графиков для широкого участка спектра. Дисперсия данного призмного узла  $d\varphi/dn$  может быть выражена формулой. Например, дисперсия одиночной призмы, работающей в минимуме отклонения (угол падения луча на входной равен углу преломления на выходной грани призмы), выражается формулой

$$\frac{d\varphi}{dn} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}},$$

где  $\alpha$  — преломляющий угол призмы,  $n$  — показатель преломления материала призмы.

Нетрудно рассчитать дисперсию для узла любой конструкции путем проведения (расчета) луча различных длин волн через призмный узел, составления таблицы зависимости угла отклонения  $\varphi$  от показателя преломления  $n$  и расчета значений  $\Delta\varphi/\Delta n$  для любого участка спектра, которые близки по величине к  $d\varphi/dn$ . Имея  $dn/d\lambda$  и  $d\varphi/dn$ , находим угловую дисперсию прибора по формуле (226).

**Дисперсия приборов с «решетчатыми» спектральными узлами.** Дисперсия  $d\varphi/d\lambda$  в приборах с дифракционными решетками также зависит от геометрии решетки и от волновой природы света. Под геометрией в данном случае имеется в виду расстояние между соседними штрихами (бороздками) решетки, носящее название «постоянной» решетки. Постоянная решетки равна удвоенной толщине штриха. Волновая природа света определяет наличие «порядков» в спектре дифракционной решетки, определяющих величину угла отклонения дифрагированных лучей.

Угол отклонения неподвижной дифракционной решетки  $\varphi$  выражается формулой

$$\sin \varphi = \frac{m\lambda}{e}, \quad (227)$$

где  $m$  — порядок спектра;  $\lambda$  — длина волны;  $e$  — постоянная решетки.

По формуле (227) можно составить таблицы и графики зависимости  $\varphi$  от  $\lambda$  при заданном  $e$  в любом порядке  $m$  ( $m = 0; 1; 2; 3; \dots$ ).

По таблицам (графикам) рассчитываются значения  $\Delta\varphi/\Delta\lambda \approx \approx d\varphi/d\lambda$ , т. е. находится дисперсия для любой точки спектра. Но путем дифференцирования формулы (227) можно вывести формулу для непосредственного расчета угловой дисперсии прибора с дифракционной решеткой, которая имеет следующий вид:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{1}{V\left(\frac{e}{m}\right)^2 - \lambda^2}. \quad (228)$$

**Разрешающая способность спектрального прибора.** Второй важнейшей характеристикой спектрального узла прибора является разрешающая способность. Как и в любых других оптических приборах, разрешающая способность спектрального прибора непосредственно связана с размерами зрачка, а поскольку спектральные узлы (призмы, решетки) находятся в зрачках или поблизости от них, то разрешающая способность прибора зависит от размеров спектральных узлов. В отличие от других приборов, где важна разрешающая способность во всех направлениях, в спектральных приборах требуется достижение разрешающей способности только в плоскости, перпендикулярной щели (параллельной плоскости дисперсии). В связи с этим, в первую очередь важны размеры зрачка (спектрального узла) в этой плоскости, но это не означает, что безразлично значение второго измерения и площади зрачка, что зрачок может быть в виде щели, так как минимум энергии, определяемый площадью зрачка, должен быть обеспечен. Итак, разрешающая способность непосредственно связана с размером зрачка, поэтому для расчета угловой разрешающей способности спектрального прибора используется общая формула (120), которая для прибора с дифракционной решеткой имеет вид

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{Ne} \frac{1}{\cos\varphi}, \quad (229)$$

где  $Ne$  — произведение числа штрихов решетки на ее постоянную — ширина решетки (размер зрачка), а  $Ne \cos\varphi$  — ширина дифрагированного пучка лучей.

Из формулы (227) получаем выражение

$$\cos\varphi = \sqrt{1 - \frac{m^2\lambda^2}{e^2}},$$

тогда получаем формулу разрешающей способности

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{N} \frac{1}{\sqrt{e^2 - m^2\lambda^2}}. \quad (230)$$

Для призмного спектрального прибора формула (120) также выражается, как отношение длины волны к ширине пучка лучей

после преломления (диспергирования) призмным узлом в плоскости дисперсии

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{t}. \quad (231)$$

Ширина пучка  $t$  для данной длины волны в выбранном призмном узле определяется путем расчета прохождения одного луча на край входной грани призмы. Таким образом, легко рассчитать разрешающую способность любого призмного узла при любой длине волны.

**О порядках спектров и угле блеска.** Как уже отмечалось, в приборах с дифракционными решетками присутствуют спектры разных порядков. Из формулы (227) видно, что в данной решетке (постоянная  $e$ ) в выбранном направлении (угол  $\varphi$ ) могут идти одновременно лучи разных длин волн  $\lambda$  в зависимости от порядка  $m$ . Например, при  $m = 1$   $\lambda = 1$  мкм; при  $m = 2$   $\lambda = 0,5$  мкм; при  $m = 3$   $\lambda = 1/3$  мкм и так далее. Но рабочим может быть луч только одной длины волны в выбранном порядке, а все остальные являются паразитными и от них надо избавиться. Это достигается предварительной монохроматизацией, путем установления призмного монохроматора перед входной щелью системы или применением соответствующих фильтров, отрезающих ненужные порядки. Благодаря наличию многих порядков приборы с дифракционными решетками оказываются малосветосильными, поскольку энергия расходуется по всем порядкам. Для борьбы с ними в настоящее время применяют решетки с определенной ориентацией штриха, а именно «доньшко» штриха делают плоским с наклоном по отношению к плоскости пластины (решетки) на угол  $\varphi$ , рассчитываемым по формуле (227) для средней длины волны рабочего диапазона спектра в выбранном порядке. Тогда в рабочий спектр идет максимум энергии. Угол  $\varphi$  в решетках с ориентированными штрихами называется углом блеска.

Для габаритного расчета спектрального узла по заданной разрешающей способности  $\Delta\lambda$  необходимо определить значение угла  $\Delta\varphi$ , отвечающего данному  $\Delta\lambda$  по формулам (226), (228) или по таблицам дисперсий выбранных призм или решеток. Зная  $\Delta\varphi$ , определим размеры решетки или призм в плоскости дисперсии (параллельно щели) по формулам (229) и (230). Второе измерение спектрального узла рекомендуется делать такое же или близкое. После этого произведем расчет энергии

$$E\lambda = K_{\lambda} S_{\text{щ}} \frac{S_{\text{зр}}}{f^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_1 + \Delta\lambda} B_{\lambda} d\lambda, \quad (232)$$

где  $K_{\lambda}$  — коэффициент пропускания всей оптической системой спектрального прибора луча данной длины волны (расчет  $k_{\lambda}$  см. п. 26);  $S_{\text{щ}}$  — площадь входной щели;  $S_{\text{зр}}$  — площадь зрчка — площадь решетки, сечение призмного узла;  $f^2$  — квадрат фокус-

ного расстояния объектива узла, создающего параллельный ход лучей; интеграл  $\int_{\lambda_1}^{\lambda_1 + \Delta\lambda} B_\lambda d\lambda$  рассчитывается по формуле (193).

Расчет производится для самого «опасного» участка спектра, где энергии меньше всего. Если энергии оказывается недостаточно (по чувствительности приемника), то надо либо идти на расширение спектрального интервала  $\Delta\lambda$ , либо увеличить относительное отверстие коллиматора. Обратим внимание, что одновременно с расширением спектрального интервала ( $\Delta\lambda$ ) можно увеличить ширину щели, что повышает энергию пропорционально квадрату  $\Delta\lambda$ .

Вся круглая оптика (объективы коллиматорной части прибора и узла фиксирования спектра) по габаритам должна быть такой, чтобы определяемые размерами спектральных узлов пучки лучей полностью проходили, т. е. рабочие сечения спектральных узлов должны вписываться в площади круглой оптики. Это диктуется тем, что спектральные узлы дорогие и их надо максимально использовать. Из этого следует, что спектральные узлы должны стоять в зрачках, поскольку их габариты не должны увеличиваться с ростом поля зрения (длины щели).

Узел фиксации изображения спектра воспринимает диспергированную спектральным узлом энергию и образует изображение спектра в фокальной плоскости своего объектива. В зависимости от характера прибора спектр анализируется соответственным образом: в спектроскопе он рассматривается через окуляр глазом, в спектрографе фокусируется на фотографическую пластинку, в спектрометре интенсивность каждого участка спектра измеряется приемником лучистой энергии и индикатором. Узел фиксации и вся оптическая система спектроскопа и спектрографа этим и заканчивается. В спектрометрах же имеется еще щель для ограничения необходимого участка спектра, называемая выходной щелью, и оптика, направляющая энергию данного участка спектра на приемник лучистой энергии, которая строится в соответствии с размерами приемной площадки индикатора. Если приемная площадка мала (как в термоэлементах), то выходная щель (самое малое сечение всей системы) проектируется на нее, если же приемная площадка индикатора достаточна велика, как в фотоэлементах, то рекомендуется проектировать на нее зрачок прибора, так как, с точки зрения метрологии, из-за неравномерной чувствительности площадки необходимо обеспечить, чтобы с изменением ширины щели размер пятна на площадке индикатора не менялся.

Выходную щель вместе с находящейся за ней оптикой и приемником лучистой энергии можно перемещать по спектру для анализа всех его участков и в некоторых спектрометрах так поступают. Можно также поворачивать весь узел фиксации для просмотра всего спектра. Имеются спектрометры (квантометры), где одно-

временно анализируют несколько участков спектра с применением такого же числа неподвижных выходных щелей, оптики за ней и приемников. Такие системы чаще всего строятся по схеме Роуланда. Но наибольшее применение нашли системы спектрометров, в которых выходная щель и все стоящее за нею неподвижны, а любой участок спектра пропускается через щель путем перемещения спектра с помощью поворачивающегося зеркала или призмы с зеркальной отражающей гранью (схема Литтрова), призмы и зеркала (схема Уодсворда), дифракционной решетки.

**Габаритный расчет спектрометра.** Произведем габаритный расчет спектрометра (спектрофотометра), построенного по схеме Литтрова. В первую очередь, надо знать спектральный диапазон работы прибора: пусть он равен от 0,2 до 2 мкм. При таком диапазоне спектра оптику системы (кроме дисперсионного узла) целесообразно делать зеркальной, поскольку рассчитать ахроматизованные преломляющие объективы (рефракторы) для такой области спектра весьма трудно и нет удовлетворительных по светопропусканию оптических сред (кроновых и флинтových стекол), из которых можно было бы построить такой объектив. Зеркальная система удачно komponуется по схеме Литтрова, рис. 94.

Освещенная источником 1 через зеркала 2 и 3 щель 4, находится в фокальной плоскости зеркального объектива 5. Параллельный пучок света направляется на диспергирующую призму 6, проходит через нее в одном направлении, отражается от зеркальной грани, возвращается обратно и покидает призму. Дважды диспергированный свет идет параллельными пучками снова на объектив 5 и фокусируется в виде спектра в фокальной плоскости — плоскости щели. Благодаря тому, что входная щель находится ниже плоскости чертежа (см. верхнюю проекцию), спектр располагается симметрично выше плоскости чертежа, где находится выходная щель 7. За выходной щелью стоит линза 8, которая проектирует зрачок системы (призму 6) на приемник лучистой энергии (фотоэлемент) 9. Между линзой 8 и приемником 9 находится пространство для расположения испытуемых образцов (например, кюветы с испытуемой жидкостью) 10.

В схеме присутствуют все три основных узла спектральной системы. Узел, образующий параллельный ход лучей, содержит щель 4 и объектив 5, а также осветитель 1—3. В диспергирующем узле одна призма 6, которая эквивалентна двум призмам таких же габаритов благодаря автоколлимационному ходу лучей. В фиксирующем спектр узле находится объектив 5, образующий сфокусированный спектр в своей фокальной плоскости. Спектр анализируется приемником лучистой энергии 9, а зрачок изображается на приемник линзой 8. Выходная щель 7 вырезает анализируемый участок спектра, который приводится к щели путем поворота призмы 6 вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа. Оптическая схема описываемого спектрофотометра имеет несколько

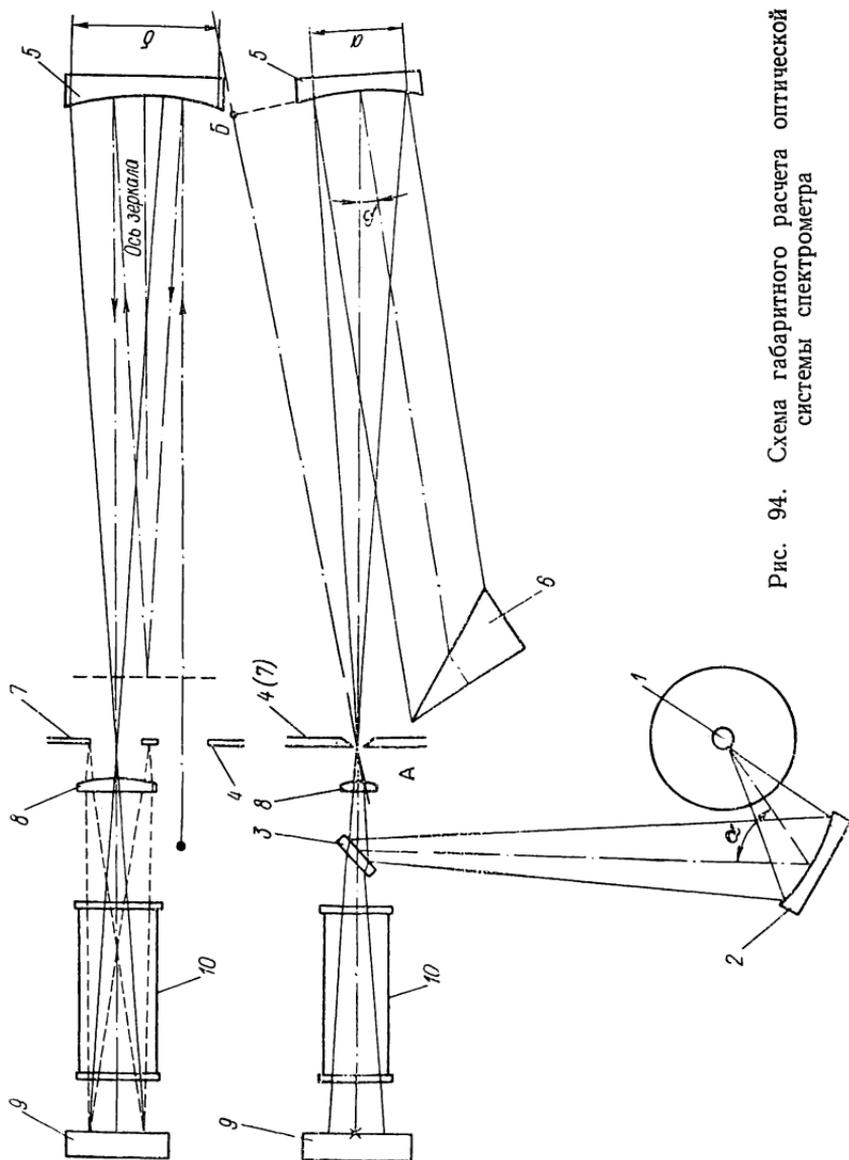


Рис. 94. Схема габаритного расчета оптической системы спектрометра

важных габаритных особенностей. В связи с тем, что для размещения лампы необходимо обеспечить достаточно большой угол  $\alpha$  на входе зеркала 2, последнее целесообразно делать торическим и сфокусировать изображение тела накала (разряда) лампы на щель в двух перпендикулярных плоскостях. Сферическое зеркало не может обеспечить этого из-за астигматизма. Можно зеркало 2 сделать как часть эллипсоида, один фокус которого совпадает с телом накала лампы, а второй — со щелью. Однако последнее решение более трудоемко, чем решение с тороидальным зеркалом.

Второй особенностью является своеобразное расположение щелей. Как уже указывалось, входная щель 4 расположена ниже, а выходная 7 — выше плоскости чертежа, это позволяет сделать одну длинную щель и использовать одну половину ее в качестве входной, а вторую — в качестве выходной щели, при этом отпадает один довольно сложный узел раскрытия щели и снимается вопрос синхронного раскрытия щелей. Третьей особенностью можно считать то, что благодаря изображению зрачка системы на приемник лучистой энергии, световое пятно на последнем остается неизменным по размерам, независимо от размеров щели. Это застраховывает от погрешности измерения, от неравномерности чувствительности приемника при раскрытиях щели.

Обращаем внимание на то, что с целью обеспечения наименьшего угла перекоса  $\beta$  зеркала 5 диспергирующий элемент (призма б) в подобных схемах располагается поблизости от плоскости щели, где наименьшее сечение пучков лучей. В связи с этим в пространстве между щелями и зеркалом 5 имеет место телецентрический ход лучей, главные лучи параллельны к оптической оси.

Рассмотрим строение оптической схемы по деталям.

В качестве объектива 5 применяется сферическое или параболоидальное зеркало. При относительном отверстии меньше 1 : 5 может применяться сферическое зеркало, при большем — параболоидальное. Последнее должно представлять собой часть, вырезанную из большого парабоида (см. ось  $AB$ ). Габариты объектива  $a \times b$  зависят от его фокусного расстояния  $f'$ , относительного отверстия  $D/f'$  длины щели. Задавшись, например, фокусным расстоянием  $f' = 500$  мм, относительным отверстием  $D : f' = 1 : 5$  и длиной щели  $l = 10$  мм, получаем

$$a = \frac{D}{f'} f' = \frac{500}{5} = 100 \text{ мм};$$

$$b = a + 2l = 70 \text{ мм}.$$

Целесообразно делать круглое зеркало, тогда его диаметр будет равен 86 мм. К этому размеру надо добавить 5—6 мм на запас и крепление. Размеры всех остальных деталей определяются показанным на рис. 94 ходом лучей. Увеличение зеркала 2 должно

быть таким, чтобы изображение тела накала лампы 1 перекрыло с небольшим запасом щель по высоте. Учитывая, что главные лучи, попадающие на линзу 8, параллельны оптической оси и зрачок должен изображаться на фотоприемнике, то фокусное расстояние линзы 8 равно ее расстоянию от фотоприемника. Спектральная призма 6 и другая преломляющая оптика (линза 8, защитные окна кюветы 10) должны быть сделаны из материала, пропускающего рабочий диапазон длин волн (0,2—2 мкм), такими материалами

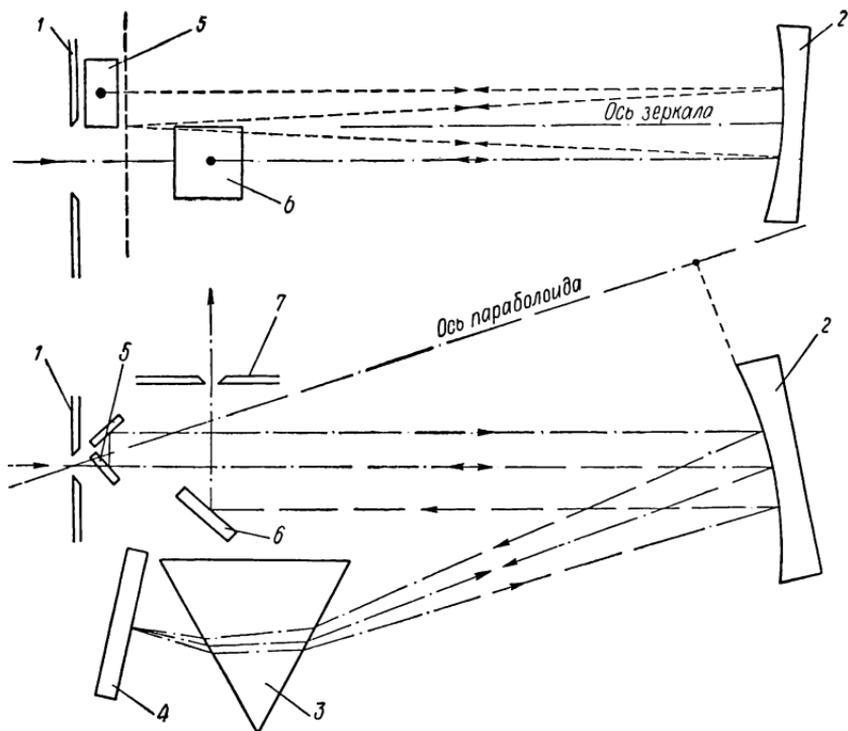


Рис. 95. Схема спектрометра с четырехкратным прохождением света через спектральную призму

являются природный кварц и кварцевое стекло, последнее дешевле и по оптическим параметрам оно не хуже, поэтому ему следует отдать предпочтение.

В рассматриваемой схеме угол призмы 6 чаще всего равен  $30^\circ$ , но это совсем не обязательно. Он может быть и больше и меньше, в зависимости от дисперсии и энергии при данной разрешающей способности.

**Оптическая схема спектрометра с четырехкратным прохождением света через спектральную призму.** В рассмотренной выше схеме свет проходит через спектральную призму два раза. С целью повышения дисперсии автором была осуществлена переработка

оптической схемы Литтрова, обеспечившая четырехкратное прохождение света через призму (рис. 95).

От осветителя (в схеме не показан) излучение поступает во входную щель 1, находящуюся в фокальной плоскости внеосевого параболического зеркала 2. Из щели свет направляется зеркалом 2 на призму 3, диспергируется ею и после отражения от плоского зеркала 4 вторично проходит через призму и собирается в виде спектра в фокальной плоскости зеркала 2. В связи с тем, что входная щель 1 расположена ниже оси зеркала 2, спектр оказывается выше ее, симметрично входной щели, на уровне пары плоских зеркал 5 (эта зеркальная пара часто называется зеркалами Уолша, по имени автора многократной схемы спектрометра). Некоторый участок первого спектра, ограниченный шириной зеркала 5, направляется вторично в систему и, повторив первый путь, попадает на зеркало 6, по отражении от которого фокусируется в плоскости выходной щели 7. Последующая оптика, переносящая покидающий выходную щель поток на приемник лучистой энергии, в схеме не показана. Благодаря четному числу отражений от зеркал 5, дисперсия в результате первого и второго прохождений лучей складывается, и в системе с четырехкратным прохождением дисперсия в два раза больше чем в системе, построенной по автоколлимационной схеме. Можно сказать, что рассмотренная схема позволяет практически в неизменных габаритах известной схемы путем несложной конструктивной переработки достигнуть значительного повышения эксплуатационных свойств прибора.

## 36. Габаритный расчет специальных систем

**Габаритный расчет осветительной системы с лазерным источником света.** Габаритный расчет осветителей с обыкновенными источниками света рассмотрен в п. 24, где поясняется, что задача сводится к определению размеров и фокусного расстояния осветителя (конденсора), заполняющего емкость основной системы светом от заданного источника, и показан принцип определения этих данных при использовании источников света конечных размеров.

Лазерный излучатель является бесполевым источником: поле совершенного лазера равно нулю, это означает, что лазер есть точечный излучатель, в этом основная особенность расчета осветительной системы при лазерном источнике света.

В идеале лазер представляет собой трубку (любого сечения), излучающую монохроматические лучи из одной строго математической точки, в частном случае, параллельные оси трубки лучи. В идеальном лазере, следовательно, отсутствует поле зрения, нет полевых лучей и этим самым он может быть уподоблен звезде, т. е. источнику света, отнесенному так далеко, что его угловые размеры

становятся бесконечно малыми, поэтому световой поток от идеального лазера, как и световой поток от звезды, с помощью объектива может быть собран (сфокусирован) в точку с размерами, равными размерам дифракционного изображения точки. При постоянном относительном отверстии размеры точки независимо от фокусного расстояния объектива будут оставаться неизменными. Итак, идеальный лазер есть «звезда», но «звезда на земле», а потому очень сильная по интенсивности. В действительности же излучение лазера исходит из точки (площадки) конечных размеров, завися-

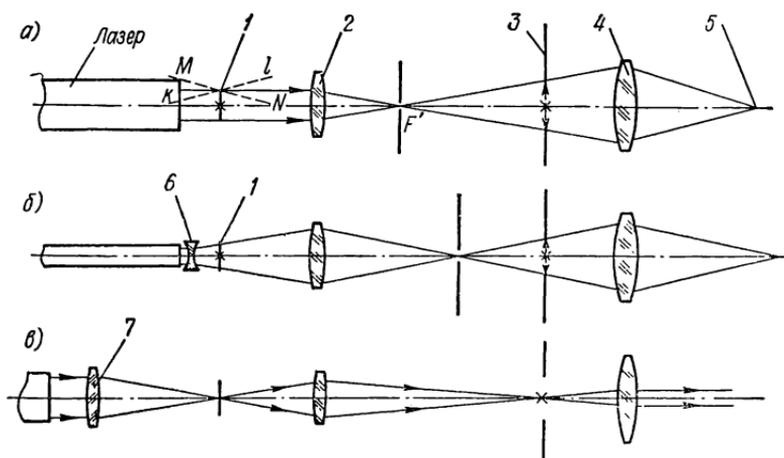


Рис. 96. Схема оптики лазерных осветителей

щих от степени неоднородности вещества активного тела лазера. Наличие поля в лазерном пучке свидетельствует о несовершенстве лазера, которое, надо полагать, будет постепенно ликвидироваться. Но и сейчас значение углов поля лазеров невелико, оно редко превышает  $1^\circ$  в угловой мере, поэтому в обычном употреблении лазер не соответствует привычным источникам света, имеющим бесконечные (шаровые) апертуры и значительные размеры излучающих площадок. При лазерном излучателе (идеальном) нельзя обеспечить освещение оптической системы с конечными размерами поля и зрачка. Один из этих двух элементов должен быть равен нулю. Для заполнения емкости оптической системы светом необходимо, чтобы источник имел свою емкость, но у лазера нет таковой, поскольку нет поля.

Поясним это примерами. Пусть предмет 1 изображается объективом 2 в плоскость изображений 3 находящейся в фокальной плоскости линзы 4 (рис. 96). Если сечение луча лазера больше предмета 1, то не требуется дополнительных линз (рис. 96, а). Предмет освещается параллельными оптической оси лучами, которые собираются в заднем фокусе  $F'$  объектива 2 в одну точку, совпадающую с промежуточным зрачком системы. Далее лучи

идут через плоскость изображения 3 и линзу 4 в зрачок выхода 5 системы. Поскольку у лазера поле равно нулю, то зрачок выхода системы является «точечным», т. е. его размеры равны нулю. Для заполнения зрачка конечных размеров требуются полевые лучи ( $kl, MN$ ), но таковых в идеальном лазере нет.

Если сечение луча лазера меньше предмета 1, то требуется дополнительная отрицательная линза 6 для расширения пучка до размеров предмета (рис. 96, б). В этом случае, как и в предыдущем, размеры зрачка системы равны нулю. Можно путем примене-

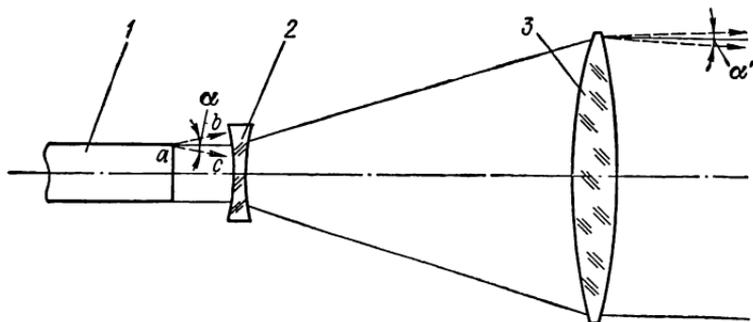


Рис. 97. Схема уменьшения угла расхождения лазера путем применения телескопической системы

ния положительной линзы 7 заполнить зрачок, но, как видно из хода лучей (рис. 96, в), размеры поля становятся равными нулю.

Задачу одновременного заполнения зрачка и поля можно решить путем применения матового стекла, поставленного между лазером и предметом, но при этом неизбежны потери светового потока лазера на рассеяние. В голографии остро направленный свет лазера рассеивается освещенным объектом. Благодаря тому, что реальные лазеры вследствие несовершенства имеют полевые лучи, можно решить задачу заполнения поля и зрачка лазерным светом. Кроме того, по-видимому, возможно намеренное создание лазера с определенным (заданным) полем. Однако главным достоинством лазера является именно отсутствие полевых лучей, острая направленность его светового пучка. Для тех целей, куда лазер предназначен и где он совершенно незаменим (космических, межпланетных или межгалактических световых сообщений), острота луча лазера неоценима, полное отсутствие поля — предел желаемого. Если бы реальный лазер не имел поля (как звезда), то его можно было бы использовать для локации космических объектов без дополнительной оптики. Но это дело будущего. А пока главной заботой является искусственное уменьшение поля лазера. Это осуществляется с помощью телескопической системы рис. 97.

Световой поток лазера 1 направляется на рассеивающую линзу 2 галилеевской телескопической системы. После линзы 2 свет направляется из ее фокуса, который (по условию телескопической системы) совпадает с фокусом линзы 3. В связи с этим после линзы 3 образуется увеличенный по диаметру параллельный оптической оси пучок лучей. Если в лазере имеются полевые лучи ( $ab$ ,  $ac$ ), то их угол раствора  $\alpha$  после телескопической системы уменьшится соответственно увеличению телескопической системы  $\Gamma$

$$\alpha' = \frac{\alpha}{\Gamma}.$$

Для получения малого  $\alpha'$  применяют телескоп с большим увеличением. Например, в опыте по лазерной локации луны (п. 26) применен телескоп с увеличением  $\sim 100\times$  и диаметром объектива три метра. Как уже говорилось в совершенных лазерах таких систем не потребуется. Это справедливо без учета дифракционного максимума, откуда вытекает, что поле лазера не может быть меньше, чем  $240/D$  с/мм, где  $D$  — диаметр пучка. Следовательно, дифракционный предел можно уменьшить увеличением диаметра пучка, поэтому и при самых совершенных лазерах для передачи сигналов на далекие и космические расстояния увеличительные системы потребуются.

**О габаритах систем с применением электронно-оптических преобразователей.** Явление электронно-оптического преобразования связано с преобразованиями оптического изображения в электронное и электронного в оптическое. Последовательность получения изображений такова: оптическая система строит изображения объектов в видимых или близких инфракрасных лучах (1—3 мкм) на входном экране (фотокатоде) электронно-вакуумного прибора, именуемого электронно-оптическим преобразователем (ЭОП). Рельефность оптического изображения определяется зависящим от характера объекта распределением фотонов, упавших на фотокатоды ЭОПа. Фотоны выбивают из точек «засвеченных» мест фотокатода электроны, которые распространяются гомоцентрическими пучками лучей, большей или меньшей интенсивности (в соответствии с энергетической «яркостью» изображения) в вакуумном пространстве ЭОПа. Под действием электромагнитного фокусирующего устройства электронные пучки лучей собираются на выходном экране ЭОПа, образуя электронное изображение объектов. В однокаскадной системе выходной экран представляет собой люминофор, который под действием «электронного дождя» начинает излучать в видимой области спектра, поэтому на выходном экране получается видимое оптическое изображение. Выбором люминофора можно при необходимости получить изображение в невидимом участке спектра.

В многокаскадных электронно-оптических преобразователях выходной экран первого каскада является входным для второго,

упавшие на него электроны умножаются за счет цепной реакции столкновения между собой и с помощью второго фокусирующего устройства образуют усиленное по интенсивности электронное изображение на выходном экране второго каскада и так далее. Каскадов может быть несколько. Выходной экран последнего является люминофором.

В целом электронно-оптический преобразователь можно характеризовать как устройство для усиления яркости изображения. Возможность преобразовать изображения даваемого лучами одного участка спектра в изображения в лучах другого участка (невидимые изображения в видимые) является второй особенностью ЭОПа, в которой немалое значение имеет люминофор. С по-

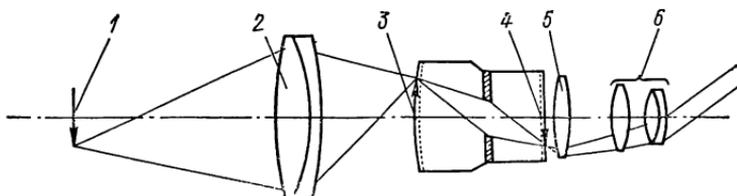


Рис. 98. Схема оптической системы с электронно-оптическим преобразователем

мощью ЭОПа можно получить видимое изображение повышенной яркости, тогда он работает только как усилитель яркости изображения.

Электронно-оптические преобразователи находят широкое применение: их можно использовать для наблюдения через туман, который довольно хорошо прозрачен для инфракрасных лучей, можно осветить объект инфракрасным излучателем и получить изображение, не обнаруживая себя, например в ночное время. Можно «видеть» объекты по их тепловому излучению и так далее.

Оптическая схема системы с ЭОПом показана на рис. 98, где предметы 1 изображаются объективом 2 на фотокатод 3 электронно-оптического преобразователя. Изображение переносится электронными лучами на выходной экран 4, которым является люминофор, рассматривающийся обычным образом через коллектив 5 и окуляр 6. Поскольку увеличение ЭОПа можно полагать однократным (оно может в известных пределах регулироваться), то увеличение всей системы равно произведению увеличений объектива и окуляра, а при рассмотрении бесконечно удаленных предметов (телескопическая система) равно отношению фокусного расстояния объектива к фокусному расстоянию окуляра. В этом смысле оптические системы с ЭОПа ничем не отличаются от других оптических систем.

Иначе обстоит дело с энергетическими соотношениями. Поскольку пучки электронных лучей с фотокатода ЭОПа распространяются в полусфере, то апертурные углы на входе и выходе

его фокусирующего устройства могут быть любые, т. е. апертура объектива может быть с помощью ЭОПа изменена в любую сторону. Поэтому, в отличие от других оптических систем, в этих системах передняя апертура окуляра может быть не равна задней апертуре предшествующей (объективной) части. Таким образом, в системах с ЭОПами не соблюдается закон Гельмгольца, утверждающий, что произведение апертуры на линейное поле зрения и на показатель преломления постоянно в любом месте оптической системы.

По характеру (знаку) изображения электронно-оптический преобразователь действует как оборачивающая система, поэтому система, состоящая из объектива, ЭОПа и окуляра, дает прямые изображения предметов. По поводу расчета габаритов оптических систем с электронно-оптическими преобразователями можно сказать следующее: размер входного экрана ЭОПа равен линейному полю зрения объективной части (объектива) системы. Если система фокусируется на бесконечность, то угловое поле зрения перед объективом рассчитывается как отношение между линейным полем и фокусным расстоянием объектива. Относительное отверстие объектива, с точки зрения энергии, должно быть как можно больше, но надо заботиться о достаточно хорошем качестве изображения. Однако принимая во внимание, что разрешающая способность ЭОПов ограничена и что они, как правило, применяются для инфракрасной области спектра, можно ориентироваться на относительные отверстия объективов  $1:2-1:1,5$ . Очевидно, что оптика объектива должна быть изготовлена из такого материала, который хорошо пропускает область спектра, на которую рассчитана система с ЭОПом.

В отношении габаритного расчета окуляра здесь нет ничего нового, по сравнению с расчетом окуляра для любой оптической системы. Линейным полем зрения окуляра является размер люминофора. Фокусное расстояние окуляра приблизительно равно этому размеру. При этом угловое поле за окуляром близко к  $50^\circ$ . Относительное отверстие окуляра, как было сказано, не зависит от относительного отверстия объектива, но с целью увеличения энергии его желательно иметь побольше. И здесь, разумеется, надо исходить из необходимости получения такого качества изображения, чтобы оптика не ухудшала качественные параметры ЭОПа. Поскольку ЭОПы чаще всего применяются для рассматривания предметов в ночное время, когда требуется обнаружить предметы, но не рассматривать их подробности, то зрачок выхода окуляра желательно иметь бóльшим, вплоть до максимального диаметра зрачка глаза  $\sim 8$  мм.

### **37. Системы, предназначенные для исследования оптической однородности материалов**

**Методы исследования.** Распространены два метода исследования однородности оптических материалов: коллиматорный и интерференционный. Первый является прямым методом, пока-

зывают влиянию качества материала на характер изображений определенных объектов, выполненных в виде штриховых миры и малых диафрагм-точек. По мирам определяется разрешающая способность, а по дифракционным изображениям точек общее качество изображения, как результат влияния (или невлияния) испытуемого материала на фронт волны. Если для всех четырех направлений штриховой миры имеет место 100%-ное разрешение и в изображении точки, состоящей из светлого ядра, окаймленного одним, двумя светлыми круглыми кольцами, не наблюдается каких-либо искажений, то испытуемый материал имеет наилучшую оптическую однородность.

Второй метод основан на исследовании оптической однородности материала путем изучения градиента показателя преломле-

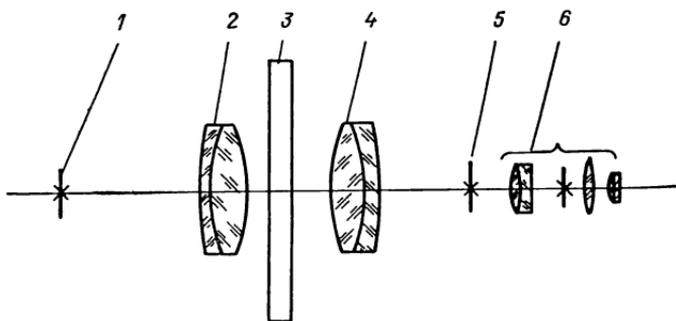


Рис. 99. Схема коллиматорной установки

ния интерферометрическими способами. Существо интерферометрического способа заключается в изучении степени искажения интерференционной картины прибора испытуемым образцом. Если картина заранее настроенного интерферометра (например, на прямые полосы) не искажается с введением испытуемого образца, то материал образца несомненно оптически однороден. Однако по искажению интерференционной картины (которая бывает весьма разнообразной) нельзя однозначно и уверенно оценить оптическую однородность материала. Но для изучения градиентов показателя преломления интерференционный метод является единственным.

Рассмотрим две схемы систем, предназначенные для исследования оптической однородности материалов тем и другим методом.

**Оптическая схема коллиматорной установки.** Коллиматорная установка, предназначенная для создания искусственной бесконечности, т. е. параллельного хода лучей (рис. 99), состоит из объектива 2, в фокальной плоскости 1 которого, в зависимости от условий испытания, могут быть установлены точка или мира. Эти элементы освещаются от соответствующих источников света с помощью конденсора (на схеме не показан). Так как они разме-

щаются в фокальной плоскости объектива 2, то после него имеет место параллельный ход лучей, в который устанавливаются испытуемые изделия 3. После прохождения через испытуемое изделие параллельные лучи попадают на объектив 4 и собираются в его фокальной плоскости 5. Таким образом, в плоскости 5 получаются изображения точки или миры, которые рассматривают при помощи микроскопа 6. Микроскоп 6 должен иметь различные увеличения. Как правило, фокусные расстояния объективов 2 и 4 в коллиматорной установке одинаковы. Относительные отверстия объективов не превышают 1 : 10, что диктуется необходимостью получения как можно лучшего параллельного хода лучей и качества изображения. На коллиматорной установке можно контролировать изделия одновременно по всей площади, если их диаметр не превышает диаметра объективов 2 и 4 или при больших диаметрах изделий — по частям. Ограничений на минимальный диаметр изделия нет. Требуется только правильно рассчитать размер точки или расстояние между штрихами миры, а также подобрать правильное увеличение и апертуру микроскопа 6. Диаметр точки должен быть близок к удвоенной величине, получаемой из формулы (121). Он не должен быть значительно больше, нежелательна и меньшая точка, так как будет мало света. Одновременно с диафрагмированием объектива полезно уменьшить увеличение микроскопа, поскольку с уменьшением диафрагмы коллиматора увеличиваются размер точки и расстояние между предельно разрешаемыми штрихами миры. Надо только следить, чтобы апертура коллиматора была меньше апертуры микроскопа.

Итак, если при максимальном диаметре объектива коллиматора применены соответствующие точка, мира и увеличение микроскопа, то при диафрагмировании коллиматора необходимо, пропорционально увеличив диаметр точки, уменьшить увеличение микроскопа и позаботиться о том, чтобы на мире были штрихи, отвечающие новому диаметру объектива коллиматора с угловой величиной, получаемой из формулы (119). При этих условиях можно диафрагмировать коллиматор вплоть до появления помех от дифракции на краях диафрагмы коллиматора.

**Оптическая схема квазиравноплечего интерферометра.** Квазиравноплечий интерферометр, предназначенный для изучения гомогенности и изотропности оптических материалов, основывается на оптической схеме известного интерферометра ПК-452 (рис. 100), но с прибавлением лазерного осветителя. От лазера 1 через конденсаторную систему 2 освещается точечная диафрагма 3, находящаяся в фокальной плоскости зеркального объектива 4. Параллельный пучок лучей поступает на клин 5 и пластину 6 и, отразившись от них, снова идет на объектив 4. Благодаря малой непараллельности между зеркалами 5 и 6 он фокусируется в виде двух близлежащих точек в фокальной плоскости объектива. Эти две точки когерентны, поэтому образуется интерференционная

картина в виде полос равной толщины, локализованных в пространстве расположения испытуемых образцов 8 и рассматриваемых с помощью линз 7.

Благодаря высокой монохроматичности лазерного излучения обеспечивается возможность получения значительного промежутка между деталями 5 и 6, в который помещаются испытуемые

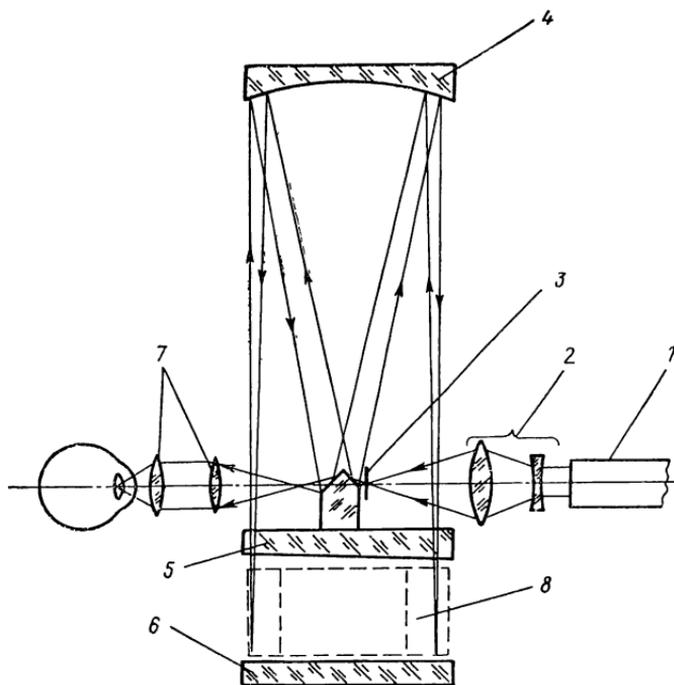


Рис. 100. Схема квазиравноплечего интерферометра

образцы. Применение лазерного осветителя повышает также контраст интерференционной картины при контроле неплоскостности поверхностей. Можно использовать прибор без участия зеркала 6 и референтной плоскости 5. В этом случае интерференционная картина полос равной толщины получается вследствие отражения от верхней и нижней поверхностей испытуемого образца. Последнее имеет свои удобства в работе, поскольку картина становится совершенно нечувствительной к наклону отражающих поверхностей. Однако в этом случае требуется строгая плоскопараллельность образцов, а ориентировать полосы можно только в одном направлении — вдоль главного сечения клина образца. Построенный по схеме, приведенной на рис. 100, прибор обеспечивает малую разность хода интерферирующих лучей и поэтому называется квазиравноплечим.

Итак, квазиравноплечий интерферометр пригоден как для испытания неплоскостности поверхностей образцов, так и для исследования оптической однородности (градиента показателя преломления) материала. Испытуемые образцы расположены в параллельном ходе лучей. Как правило интерферометр по этой схеме располагается вертикально, а образцы — горизонтально, что является значительным преимуществом при эксплуатации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бегунов Б. Н. Геометрическая оптика. М., МГУ, 1966. 210 с.
2. Бахрах А. М., Стожаров А. И. Из предыстории Государственного оптического института. — ОМП, 1968, № 12, с. 11—20.
3. Волосов Д. С., Цивкин М. В. Теория и расчет светооптических систем. «Искусство», 1960. 321 с.
4. Гальперн Д. Ю. Автоматизация расчетов оптических систем. — ОМП, 1968, № 12, с. 24—32.
5. Гальперн Д. Ю., Нефедов Б. Л., Соколовский Э. Я. Способы уменьшения рассеянного света. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Изд. 2-е, Л., «Машиностроение», 1967, с. 385—390.
6. Линник В. П. Оптотехника в ближайшем будущем. — ОМП, 1968, № 12, с. 20—24.
7. Нефедов Б. Л. Методы решения задач по вычислительной оптике. М.—Л., «Машиностроение», 1966. 265 с.
8. Погарев Г. В. Юстировка оптических приборов. Л., «Машиностроение», 1968. 292 с.
9. Панов В. А. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Изд. 2-е, Л., «Машиностроение», 1967, с. 17—199.
10. Русинов М. М. Габаритные расчеты оптических систем. М., Госгеолтехиздат, 1963. 400 с.
11. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. М.—Л., Главная редакция технико-теоретической литературы, 1937. 698 с.
12. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Изд. 2-е, Л., «Машиностроение», 1969. 670 с.
13. Тудоровский А. И. Теория оптических приборов. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1952. 567 с.
14. Турыгин И. А. Прикладная оптика. М.—Л., «Машиностроение», 1965. 362 с.
15. Фабри Ш. Общее сведение в фотометрию. М.—Л., ОНТИ, 1934. 175 с.
16. Фоллер Д., Уампер Д. Лунный лазерный отражатель. — «Успехи физических наук», т. 103, вып. 1, 1971, с. 20—45.
17. Чуриловский В. Н. Теория оптических приборов. М.—Л., «Машиностроение», 1966, с. 564.
18. Шпольский Э. В. Пятьдесят лет советской физики. — «Успехи физических наук», 1967, т. 93, вып. 2, с. 197—276.
19. Савин В. А., Федина Л. Г. Неравноплечий интерферометр и его применение для исследования оптики крупных астрономических инструментов. — «Новая техника в астрономии», 1970, № 3, с. 207—212.
20. Духопел И. И. Интерференционные методы и приборы для контроля плоскостей оптических деталей. — ОМП, 1971, № 9, с. 63—69.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
-----------------------	---

### ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

### ТРИ ИЗМЕРЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Глава I. Геометрическая оптика — продольное измерение в оптических системах . . . . .	5
1. Роль геометрической оптики . . . . .	—
2. Основные элементы и понятия . . . . .	—
3. Основные законы . . . . .	9
4. Отправные моменты и формулы расчета лучей . . . . .	10
5. Основные оптические детали и их данные . . . . .	14
6. Расчеты элементов линзы . . . . .	18
7. Увеличения. Формулы . . . . .	20
8. Расчет величин смещений предмета, линзы и изображения вдоль оптической оси . . . . .	30
9. Система линз. Формулы . . . . .	33
10. Линзы различной формы . . . . .	36
11. Зависимость приращения фокусного расстояния линзы от выраженных в кольцах Ньютона отступлений радиусов кривизны поверхностей . . . . .	38
Глава II. Приложение геометрической оптики к расчету оптических систем . . . . .	42
12. Оптическая система с фокусирующей линзой . . . . .	—
13. Оптическая система с переменным увеличением из двух положительных компонентов, перемещающихся по непропорциональному закону . . . . .	44
14. Оптическая система с переменным фокусным расстоянием, но с постоянным положением задней фокальной плоскости . . . . .	48

15. Трехкомпонентная панкратическая система с коэффициентом пропорциональности подвижек компонентов, равным единице . . . . .	50
16. Сложная панкратическая система с пропорциональными перемещениями групп компонентов . . . . .	67
<b>Глава III. Теория построения оптических систем — поперечное измерение в оптических системах . . . . .</b>	<b>78</b>
17. Теория зрачков, полей, люков . . . . .	79
18. Разрешающая способность и глубина резкости оптических систем. Параллакс . . . . .	97
<b>Глава IV. Энергетический (световой) расчет оптических систем — объемное измерение в оптических системах . . . . .</b>	<b>107</b>
19. Основные светотехнические величины и их выражение . . . . .	—
20. Формулы для расчета светотехнических величин . . . . .	113
21. Освещенность изображений бесконечно удаленных объектов. Светосила оптической системы . . . . .	120
22. Расчет светотехнических коэффициентов . . . . .	124
23. Единицы фотометрических измерений . . . . .	134
<b>Глава V. Практические выводы из энергетического расчета оптических систем . . . . .</b>	<b>137</b>
24. Осветительные оптические системы . . . . .	—
25. Видение звезд в дневное время и меры борьбы с рассеянным светом . . . . .	144
26. Формулы расчета энергии, воспринимаемой объективными приемниками лучистой энергии . . . . .	155

## ЧАСТЬ ВТОРАЯ

### ОСНОВЫ ГАБАРИТНОГО РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

<b>Глава VI. Основные виды оптических систем, типовые детали, узлы</b>	<b>165</b>
27. Глаз как оптическая система . . . . .	—
28. Система, состоящая из объектива и окуляра . . . . .	171
29. Коллектив . . . . .	179
30. Линзовые оборачивающие системы . . . . .	184
31. Призмённые оборачивающие системы . . . . .	190
32. Панкратические системы . . . . .	204

Глава VII. Габаритный расчет различных видов оптических систем	211
33. Габаритный расчет систем, состоящих из объектива и окуляра	212
34. Многозвенные оптические системы . . . . .	222
35. Габаритный расчет оптической системы спектрального прибора	232
36. Габаритный расчет специальных систем . . . . .	242
37. Системы, предназначенные для исследования оптической однородности материалов . . . . .	247
Список литературы . . . . .	252

Иосиф Львович САКИН

**ИНЖЕНЕРНАЯ  
ОПТИКА**

Редакторы издательства: *Т. С. Васильева, Н. С. Егорова,  
М. Г. Оболдуева*  
Переплет художника *Н. И. Абрамова*  
Технический редактор *Л. В. Щетинина*  
Корректор *Л. А. Курдюкова*

Сдано в производство 9/IX 1975 г. Подписано к печати 5/II 1976 г.  
М-27125. Формат бумаги 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага типографская № 3  
Печ. л. 16. Уч.-изд. 16,1. Тираж 10 000 экз. Зак. № 513.  
Цена 95 коп.

Ленинградское отделение издательства «МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
191065, Ленинград, ул. Дзержинского, 10

Ленинградская типография № 6 Союзполиграфпрома  
при Государственном комитете Совета Министров СССР  
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли  
193144, Ленинград, С-144, ул. Монсеенко, 10

95 коп.



«МАШИНОСТРОЕНИЕ»

---