

Г. Г. СЛЮСАРЕВ

О ВОЗМОЖНОМ
И НЕВОЗМОЖНОМ
В ОПТИКЕ

*Под редакцией
академика С. И. ВАВИЛОВА*

НЕСКОЛЬКО СЛОВ ОТ РЕДАКТОРА

Строгое решение оптических задач, связанных с вопросами распространения света, очень сложно и трудно, и такие решения существуют только для немногих случаев. Основная причина трудностей заключается в волновой электромагнитной природе света.

Почти всегда приходится ограничиваться приближенными методами и результатами. Геометрическая оптика, возникшая еще в древние времена, является наиболее грубым и простым методом решения оптических задач. Учение об интерференции света несколько углубило лучевую оптику, оставляя ее все же в состоянии приближенного метода. Теория дифракции электромагнитных волн указала, наконец, путь точного решения оптических задач. Однако эта дорога настолько сложна и терниста, что сама теория дифракции, естественно, модифицируется в ряд упрощенных, приближенных методов разной степени точности. Помимо того, оптические задачи обычно разрешаются простоты ради для несуществующих и невозможных «светящихся точек», излучающих одинаково во все стороны.

При таком положении дела не удивительно, что в оптике чаще, чем в других разделах физики, приходится на каждом шагу преодолевать всевозможные парадоксы. Не удивительно, что лица, освоившие приближенные законы геометрической оптики, привыкшие оперировать со «светящимися точками» и «параллельными пучками», начинают изобретать приборы, сводящие излучение светящегося тела в точку, комбинируют телескопы с микроскопами в надежде увидеть новые детали на Луне и Солнце и поражаются косности оптиков-профессионалов, не догадывающихся для рассмотрения молекул взглянуть на изображение в микроскопе через второй микроскоп.

Научные учреждения, имеющие отношение к оптике, обычно закидываются такого рода предложениями, поступающими со всех краев земли. Проектов perpetuum mobile в настоящее время фабрикуется гораздо меньше, чем ультрателескопов, сверхмикроскопов и оптических систем, сжигающих на расстоянии. Снижению числа

предложений вечных двигателей, несомненно, способствовали научная пропаганда и научно-популярная литература. К сожалению в области оптики такой литературы, достаточно просто и конкретно объясняющей возможное и невозможное в оптике, до сих пор не было, и давно пришла пора направить ум и силы изобретателей на другие, менее безнадежные пути.

Поэтому появление небольшой брошюры проф. Г. Г. Слюсарева выдающегося оптика-вычислителя, автора фундаментальной «Теории расчета оптических систем», вполне своевременно. В пределах небольшой брошюры Г. Г. Слюсарев мог разъяснить далеко не все парадоксы практической оптики, и многое в ней изложено поневоле коротко и схематично. Потребуется, несомненно, и дальнейшие книги и брошюры, разъясняющие оптические парадоксы, но на сегодняшний день надо приветствовать первую ласточку в этом нужном деле.

С. Вавилов

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Области применения оптики умножаются и расширяются с каждым годом. Инженерам, химикам, медикам, биологам, военным специалистам приходится волей-неволей овладеть ее основными принципами и законами. Но оптика — отвлеченная и не всегда легкая для усвоения дисциплина; если с практическим знанием элементарных свойств оптических инструментов дело обстоит сравнительно благополучно, то гораздо хуже воспринимаются ее теоретические основы, а отсюда следует возможность ошибок, иногда весьма тонких и не легко поддающихся обнаружению; чаще всего переоцениваются возможности оптических приборов, что ведет к неосуществимым надеждам, а потом, после бесполезных попыток, — к разочарованию.

Среди многих специалистов, иногда весьма крупных, распространено мнение, что оптика — всемогущее орудие, с помощью которого можно со световыми пучками проделать все, что угодно: получить любые освещенности (что еще терпимо), любые яркости (что уже противоречит второму началу термодинамики), превратить любой пучок в параллельный, да еще притом тонкий, как игла, откуда один шаг до недопустимой фантастики некоторых романов.

Немалая доля вины в таком неверном понимании оптики лежит на школьных учебниках, где отделы оптики, неразрывно связанные между собой, как, например, геометрическая оптика, фотометрия и диффракция, из которых вытекают все свойства оптических инструментов, преподносятся совершенно независимо друг от друга, как вполне самостоятельные отделы.¹

¹ В одном распространенном учебнике физики для старших классов средней школы мы читаем, что увеличение телескопов колеблется в пределах 1000—10 000 раз (последнее число явно преувеличено); увеличение микроскопов доходит до 3000 (что совершенно бесполезно!). Почему имеется верхний предел увеличения — не сказано. О диффракции — ни слова. А в главе о диффракции — никаких указаний на то, что она как-то проявляется в оптических инструментах и препятствует применению больших увеличений.

С точки зрения общей физики такое разделение несущественно. Но от этого страдает теория оптических приборов: разорванная на несколько частей, превращенная в лоскуты, эта область науки быстро исчезает из памяти, не оставляя там достаточно крепкого следа.

Каковы бы ни были причины такого положения вещей, необходимо принимать меры против вредных последствий, вытекающих из него. Автор надеется, что настоящая брошюра может принести некоторую пользу в этом отношении. Читателю предлагается не систематический курс оптики, даже не дополнительные главы для восполнения пропущенных глав курсов элементарной оптики. Автором выбраны более или менее случайно несколько вопросов прикладной оптики, излюбленных изобретателями, как оптиками, так и специалистами других областей науки и техники, например вопрос о сжигании на расстоянии, о сверхбольших увеличениях телескопов и микроскопов; изложены соображения относительно некоторых более тонких вопросов, например относительно оптических усилителей с большим углом охвата или о перспективах развития оптических инструментов и др. Хотя в книге отсутствует систематический план, все рассмотренные предложения объединены одним общим свойством: невозможностью их осуществления — либо абсолютной, либо временной, но на очень продолжительный срок. У автора нет намерения посвятить оптический пессимизм у читателя в результате стеснения границ, в которых суждено вращаться в поисках новых применений оптических приборов; поэтому в книге приведены некоторые новые пути усиления мощности оптических приборов, появившиеся в последнее время, но еще мало известные широкому кругу, а иногда и специалистам. Хотя овладение этими новыми путями сопряжено с значительными затруднениями и поэтому не обещает быстрых успехов, но оно таит действительно большие возможности. Имеется в виду дешифровка диффракционных картин, которые заменяют нам изображения при больших увеличениях, различные пути усиления контрастности изображения и, наконец, применение электронных потоков взамен световых. Как ни мал объем этой книги и узок круг рассматриваемых вопросов, мне все же пришлось обратиться к помощи ряда оптиков, сотрудников Государственного оптического института, которым здесь приношу сердечную благодарность. В особенности считаю долгом указать, что идея этой книги в основном принадлежит акад. С. И. Вавилову, который дал мне много ценных указаний. Проф. Я. Е. Элленгорну и В. Е. Козлову я обязан всеми примерами, иллюстрирующими главу о микроскопе.

ГЛАВА I

СЖИГАНИЕ НА РАССТОЯНИИ

§ 1. Возникновение идеи о сжигании на расстоянии

Легендарный рассказ о том, как Архимед сжег вражеский флот, стоящий на якорях в Сиракузах, с помощью зеркал, оказал на воображение многих поколений изобретателей потрясающее впечатление. Характерно, что эта легенда возникла лишь в средние века, и получается впечатление, что ее создал изобретатель этого времени с целью получить возможность сослаться на большой авторитет Архимеда и оправдать свои собственные усилия в этом же направлении. Жак-Батиста делья Порта, изобретатель «камеры обскуры», дал нам описание такого сжигателя, крайне похожего по идее на гиперболоид инженера Гарина, героя известного романа А. Н. Толстого; интересно, что уже в эти отдаленные времена находились ученые, не верящие в возможность таких приборов: Кеплер в своей «Диоптрике» опровергает предложение Порта с помощью аргументов, если не по форме, так по содержанию совпадающими с теми, которыми мы и сейчас пользуемся.

Немалая заслуга в деле популяризации сжигателей принадлежит писателям, для которых такие смертоносные орудия, сжигающие все на своем пути, являются сущим кладом. Марсиане романа Уэллса, почти завоевавшие землю, пользовались приборами, извергающими тепловые лучи, но Уэллс оказался достаточно осторожным, чтобы обойти молчанием описание прибора марсиан. Инженер Гарин нашего отечественного писателя оказался несомненно одним из пионеров в деле изобретения сжигателей на расстоянии, и нельзя не признать того большого влияния, которое он оказал на умы многих изобретателей, пользовавшихся в основном его идеей. Литературное мастерство знаменитого автора сделало ее правдоподобной, хотя она в корне неправильна, как увидим дальше. Следует, кроме того, предостеречь читателя от ошибок геометриче-

ского происхождения, допущенных инженером Гариным при описании прибора: гиперболоид должен быть заменен параблоидом, положение фокуса второго зеркала указано неправильно.

Любопытно, что Жюль Верн, предвидевший ход техники XX в. во многих направлениях, избежал ошибки, в которую впали многие авторы научно-фантастических романов. В его многочисленных произведениях можно найти не мало смелых изобретений; оптическим инструментам предоставлено подобающее место, но никому из ученых героев Верна не пришла мысль использовать тепловые лучи. Глубокий здравый смысл Жюль Верна предостерег его от слишком рискованного изобретения.

Под влиянием авантюрных романов и древних легенд число предложений, преследующих цель вызвать пожары и взрывы на больших расстояниях, с каждым годом растет. Казалось бы, что колоссальное развитие техники последних столетий дает все основания ожидать решения этой знаменитой задачи, и вполне естественно удивляться, что она до сих пор не решена.

Как во времена Архимеда, так и у самых современных изобретателей носителем энергии является пучок световых лучей, концентрирующим приспособлением — оптический прибор. Поскольку и источники световых лучей и оптические приборы значительно усовершенствовались, естественно думать, что и решение рассматриваемой задачи близится к осуществлению.

Рассмотрим теперь причины, по которым тысячам уже предложенных конструкций, и тысячам других, которым предстоит в будущем увидеть свет, обеспечена полная неудача, как бы сложно и остроумно ни были расположены детали оптического приспособления.

Само собой разумеется, мы исключаем из рассмотрения приборы, часть которых расположена у самого подлежащего уничтожению предмета.

Теоретически осуществление такого прибора вполне возможно. Обладая мощным источником света и большой оптической системой, можно на любом расстоянии вызывать концентрацию энергии, достаточную для того, чтобы загорелось любое легко воспламеняемое вещество: бумага, сухие щепки и т. д.

Эффект нагревания предмета при этом зависит и от источника лучей и от оптической системы, передающей энергию. Но при существующих в настоящее время источниках лучей необходимы совершенно фантастические размеры оптических систем, как мы увидим дальше из расчетных формул.

Элементарный опыт, известный всякому школьнику, объясняет как первопричину всех изобретений, относящихся к сжиганию на

расстоянии, так и (при более внимательном рассмотрении) всю их тщетность.

Возьмем в яркий солнечный день собирательную линзу с возможно большим диаметром и малым фокусным расстоянием, например лупу. Направим ее так, чтобы ось ее была обращена к Солнцу. В фокусе этой линзы образуется маленькое изображение Солнца, и при достаточно большом отношении диаметра к фокусному расстоянию (это отношение будем в дальнейшем называть относительным отверстием линзы) можно без труда сжечь кусок бумаги, материи, пробки и т. д.

Если же взять очень длиннофокусную линзу, например очковую линзу в $1/2$ диоптрии (положительную), то мы увидим на расстоянии примерно 2 м от линзы большой, в 2 см диаметром, кружок — изображение Солнца, но уже настолько слабое, что его можно спокойно рассматривать на белом листе бумаги; конечно, никакого сжигания в последнем случае не получится.

Влияние относительного отверстия линзы легко объяснить.

§ 2. Основные понятия световой энергетики

Прежде всего условимся для нашей цели использовать весь аппарат и терминологию фотометрии, так как она вполне разработана, удобна и применима к нашему вопросу, если только рационально расширить область ее применения.

Фотометрия изучает свойства видимых световых пучков, т. е. пучков лучей, на которые реагирует сетчатка нашего глаза. Нам же придется говорить не только о видимых, но также и о невидимых инфракрасных лучах. Избегая ненужного введения новых единиц, мы будем пользоваться единицами, принятыми фотометристами, придавая им несколько иное значение, соответствующее более широкой области спектра.

Несмотря на полную возможность отослать читателя, не знакомого с вопросом, к курсам фотометрии,¹ мы изложим здесь те основы, которые понадобятся для дальнейших выводов, тем более, что для нашей цели нам придется эти основы изложить с несколько иной точки зрения.

Поток лучей является носителем некоторой энергии, присутствие которой легко обнаружить, преграждая путь лучам, например, экраном, покрытым сажей. Этот экран под влиянием потока будет нагреваться до тех пор пока не установится тепловое равновесие,

¹ Например, к вполне доступным курсам: Фабри. Общее введение в фотометрию, или С. О. Майзель. Свет и зрение.

т. е. пока поток, испускаемый нагретым телом, не станет равным потоку, падающему на него. Это нагревание зависит, с одной стороны, от падающего потока, а с другой — от свойств самого приемника энергии в большей или меньшей степени поглощать эту энергию. Например, свеженасаженный слой магнезии, гипса или серебра отражает 95—98% падающей на него энергии. Поверхность, покрытая сажой или бархатом, поглощает 96—99% падающей на нее энергии.

Эта поглощающая способность определяется коэффициентом альбедо (белизна) k , меняющимся в пределах от нуля до единицы.

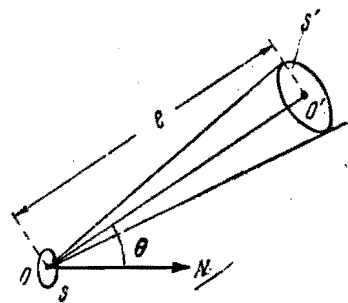
Какова связь между нагреванием тела, поглощающего всю падающую на него световую энергию, и потоком, падающим на него? До тех пор пока температура тела еще далека от температуры равновесия, нагревание пропорционально энергии потока, отнесенной к единице площади (т. е. нагревание тем больше, чем меньше площадь, на которую концентрируется поток, и тем больше продолжительность нагревания).

Солнце излучает поток лучистой энергии мощностью в 2 кал. в 1 мин. на каждый квадратный сантиметр, т. е. площадка в 1 см^2 , для которой $k=1$, освещенная прямыми солнечными лучами, получает и поглощает 2 кал. в 1 мин., или 0,14 ватт. Если ее теплоемкость равна единице, высота 1 см и теплопроводность очень велика (бесконечно большая), то она нагревается на 2° в минуту, или на 120° в час. Всякое черное тело, нагретое до 120° , излучает 0,16 ватт с 1 см^2 своей поверхности. Поэтому солнечные лучи могут поднять температуру всякого тела не более чем до 120° . Опыт доказывает, что для воспламенения сухого дерева требуется температура $500\text{—}700^\circ$. Эта температура может быть достигнута черным телом лишь при условии, что на каждый квадратный сантиметр его поверхности падает поток, мощностью в 2—5 ватт, т. е. в 20—40 раз больше того, что дает солнце в наилучших условиях; при этом нагревание будет продолжаться долго — десятки минут. Для мгновенного воспламенения необходима мощность в сотни ватт, так как большинство легко воспламеняющихся тел поглощает лишь 30—40% падающей на них энергии. Поток мощности в 150 ватт, из которых 50 ватт будут использованы на нагревание тела, может поднять его температуру до 1500° . Для воспламенения бумаги, досок и т. д. потребуются секунды.

Естественно, нас будет интересовать мощность потока, так как она находится в нашем распоряжении. Определим более точно это понятие.

Рассмотрим источник света I , излучающий световые лучи в некоторой части пространства. В этой части пространства рассмотрим

так называемую световую трубку, т. е. элементарный объем, заполненный световой энергией. Если среда, в которой свет распространяется, изотропна (одинакова по свойствам во всех направлениях), — а на практике всегда так и бывает, — то эти световые трубки ограничены линейчатыми поверхностями, т. е. поверхностями, образуемыми из прямых. Такая трубка ограничена двумя площадками s и s' (фиг. 1); в частном случае s может быть частью поверх-



Фиг. 1.

ности источника света, s' — частью поверхности приемника. Однако рассмотрим сначала общий случай, когда s не совпадает с источником.

Пусть s — малая площадка, излучающая энергию; пусть ON — нормаль к этой площадке. Пусть s' — другая малая площадка, перпендикулярная к направлению OO' . Рассмотрим весь световой поток, излучаемый площадкой s и достигающий площадки s' . Так как эти площадки очень малы, можно считать, что пучок однороден внутри конуса лучей, пронизывающего s и s' ; следовательно, поток, проходящий через эти площадки, пропорционален s и s' . Кроме того, если направление пучка OO' образует с нормалью ON к площадке s угол θ , то поток также пропорционален косинусу θ , так как в направлении Os' будет действовать только проекция площадки s на плоскость, перпендикулярную к OO' .

Рассмотрим теперь влияние расстояния l между площадками s и s' . Если перенести площадку s' на расстояние в n раз больше от s , то ясно, что на ней мощность будет в n^2 раз меньше; следовательно, мощность обратно пропорциональна l^2 , и можно написать для мощности Φ выражение

$$\Phi = \frac{Bss' \cos \theta}{l^2},$$

где B — коэффициент, зависящий от свойств источника, но не зависящий от формы и границ пучка, называется яркостью площадки s . Эта величина, вообще говоря, зависит от положения площадки s внутри источника и от направления излучения ss' .

Выражение для Φ можно написать в виде произведения двух множителей

$$\Phi = Bs \cos \theta \cdot \frac{s'}{r^2}.$$

Первый из них принято называть силой света площадки s в направлении s' , второй есть не что иное, как телесный угол, под которым площадка s' видна из элемента s , или, отвлекаясь от площадки s' , которая была приведена лишь в качестве вспомогательного построения, — телесный угол излучения. Таким образом, элементарный поток Φ есть произведение силы света I в направлении излучения на телесный угол излучения α

$$\Phi = I\alpha.$$

Если источник имеет большие размеры и телесный угол α излучения велик, то общий поток получает'я как сумма всех элементарных потоков, полученных делением площадки и телесного угла на элементы.

Следует обратить внимание на частный случай, когда s есть часть поверхности светящегося источника. Всякое светящееся тело излучает свет в разных точках и в разных направлениях. Яркость его, вообще говоря, изменяется от точки к точке и в каждой точке меняется в зависимости от направления излучения; при этом зависимость яркости от направления может представляться любым законом. Вышеприведенная формула для Φ остается верной и для этого случая, но величину B надо брать соответственно закону излучения, а $\cos \theta$ нужно принять равным единице. Поток выражается в люменах, сила света — в свечах, яркость — в стильбах, причем за единицу длины принят сантиметр.

Действие потока на какой-нибудь экран, стоящий на его пути, определяется плотностью потока, названной фотометристами освещенностью, которая равна отношению $E = \frac{\Phi}{s'}$, где s' — площадь освещаемого элемента. Повышение температуры за некоторый достаточно короткий отрезок времени также пропорционально поглощающей способности экрана. Величина B выражается в фотах. Обычно вместо фота применяют люкс (1 люкс = 10^{-4} фота).

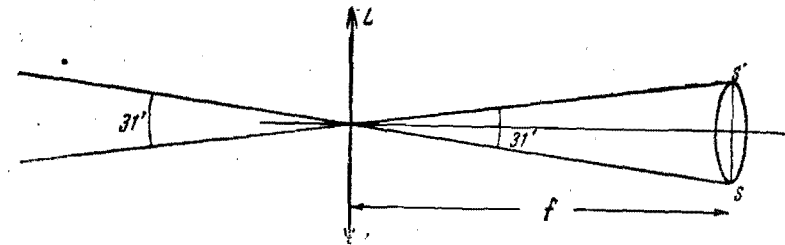
Укажем для примера на яркость (в видимой части спектра) некоторых источников. Яркость Солнца — 120 000 стильб; кратер обыч-

ной дуги — 15 000; «точечная» лампа — до 2 500; нить лампы накаливания 300—800 стильб.

Освещенность (в видимой части спектра), вызываемая Солнцем на поверхности Земли, — около 10 фот.

Теперь мы можем определить освещенность, достаточную для зажигания легко воспламеняющихся предметов, например, в описанном выше опыте с линзой.

Рассмотрим две площадки: одну из них — освещаемую непосредственно солнечными лучами, другую — освещенную изображением Солнца, даваемым линзой с диаметром $D = LL'$ и фокусным рас-



Фиг. 2.

стоянием f . Известно, что Солнце видно с Земли под углом в $31'$, поэтому изображение Солнца SS' , даваемое линзой, имеет диаметр $d = 2f \operatorname{tg} \frac{31'}{2} = \frac{f}{110}$ (фиг. 2).

Весь поток лучей, попадающий на поверхность линзы, имеющую площадь в $\pi \frac{D^2}{4}$, концентрируется в изображение Солнца, диаметр которого $\frac{f}{110}$, а площадь $\frac{\pi}{4} \left(\frac{f}{110}\right)^2$.

Освещенность E_1 изображения Солнца по сравнению с освещенностью E , получаемой непосредственно, будет больше в

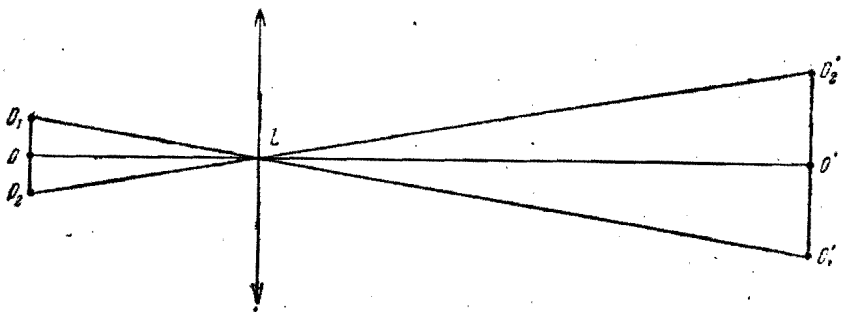
$$\frac{\pi \frac{D^2}{4}}{\pi \left(\frac{f}{110}\right)^2} = \left(110 \frac{D}{f}\right)^2 \text{ раз.}$$

Опыт показывает, что линза с относительным отверстием $\frac{D}{f}$, равным $1/2$, достаточно быстро сжигает кусок пробки, сухую щепку и т. д. Но такая линза усиливает радиацию Солнца в $(110 \cdot 1/2)^2 = 3000$ раз. Таким образом, радиация, позволяющая быстро сжи-

гать предмет, в 3000 раз больше, чем солнечная радиация на поверхности Земли.

Общий случай. Мы до сих пор рассматривали случай, когда источником света служит Солнце. Изучим более общий случай, когда источником является накалившееся тело, находящееся в нашем распоряжении, например кратер электрической дуги (фиг. 3).

Пусть O_1O_2 — источник света, L — оптическая система, представляемая для простоты в виде линзы, $O'_1O'_2$ — изображение источника, даваемое линзой L . Пусть Φ — мощность светового потока,



Фиг. 3.

падающего на линзу L . Поставим себе задачу определить эту мощность, зная яркость источника в различных направлениях (величину, доступную для непосредственного измерения).

Самый общий случай представляет значительные вычислительные трудности и мало практического интереса. Ограничимся рассмотрением двух частных случаев, весьма близко подходящих к наиболее интересным в отношении применения источника света, а именно:

1) случай, когда сила света постоянна по всем направлениям (как, например, в дуговых вольфрамовых лампах, известных под названием точечных, если исключить небольшую затененную часть пространства);

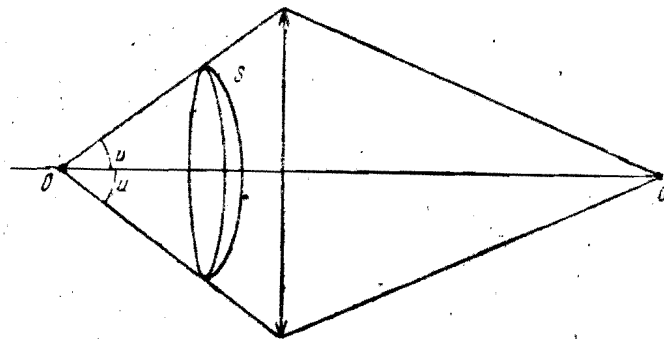
2) случай, когда яркость источника постоянна по его поверхности и по всем направлениям (Солнце, его изображение, даваемое оптическими системами, кратер дуги относятся к этой категории).

Предположим еще, что источник света находится на оси оптической системы, проектирующей его изображение на поражаемую цель, и что эта система симметрична относительно оси (условия, всегда соблюдаемые на практике) (фиг. 4). Пусть I — сила света источника, u — угол, образуемый с осью лучом, проходящим через край линзы. Телесный угол, под которым видна линза из точки O ,

определяется площадью поверхности S , вырезанной конусом крайних лучей на сферу с радиусом, равным единице, с центром в точке O .

Эта площадь равна $4\pi \sin^2 \frac{u}{2}$.

Рассмотрим первый случай. Так как сила света постоянна по всем направлениям, то поток света, излучаемый источником и падающий



Фиг. 4.

на оптическую систему, равен произведению силы света I на телесный угол, т. е.

$$\Phi = 4\pi I \sin^2 \frac{u}{2}. \quad (1)$$

Во втором случае постоянна яркость B ; сила света не постоянна, а изменяется по закону $I = Bs \cos u$, где s — площадь источника. В этом случае простое вычисление (см. любой курс фотометрии) дает для потока Φ выражение:

$$\Phi = \pi Bs \sin^2 u. \quad (2)$$

Интересно сравнить это выражение с предыдущим. Во-первых, если источник достаточно мал, можно за угол u принять угол, образуемый с осью крайним лучом, идущим из центра источника на край оптической системы. Кроме того, считая яркость постоянной по всему источнику, имеем $Bs = I_0$, где I_0 — сила света в направлении оси оптической системы, и второе выражение для Φ может быть написано в виде

$$\Phi = I_0 \pi \sin^2 u. \quad (2^*)$$

Мы видим, что при малых углах u , когда можно положить $\sin u = u$ (угол u выражен в радианах¹), обе формулы дают один и тот же результат

$$\Phi = I_0 \pi u^2,$$

что может быть еще написано в виде

$$\Phi = I_0 \pi \left(\frac{R}{d}\right)^2,$$

где R — радиус отверстия линзы оптической системы, d — ее расстояние от источника. Или еще проще

$$\Phi = \frac{I_0 S}{d^2} = SE,$$

где S — площадь линзы, а E — освещенность, вызываемая источником на поверхности линзы. Итак, поток равен площади линзы на освещенность ее, что следовало ожидать, так как поток есть произведение площади на освещенность последней.

Впрочем, этот случай мало интересен для рассматриваемого нами вопроса, так как при малых размерах линзы световой пучок не может быть значительным.

Переходим к случаю больших углов u , относящемуся к прожекторным зеркалам (фиг. 5). Здесь формулы приводят к различным результатам, и формула для «точечных» источников,

т. е. для источников с постоянной силой света, приводит к большему потоку, чем формула для источников, излучающих по закону Ламберта (B постоянное). Например, при $u = 90^\circ$ для первых

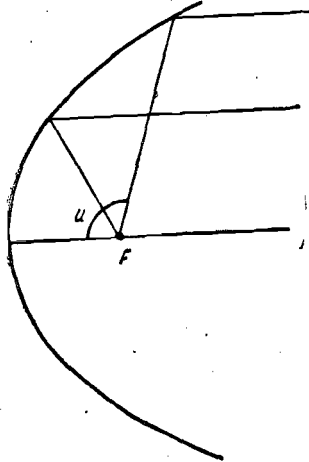
$$\Phi = 2\pi I,$$

для вторых

$$\Phi = \pi I,$$

т. е. в два раза меньше. Во втором случае дальнейшее увеличение угла u практически не приносит пользы. С помощью глубоких оптических систем, например прожекторных зеркал, можно, как показывают обе формулы (1) и (2), уловить значительную часть всей

¹ 1 радиан = $\frac{360^\circ}{2\pi} = 57.3^\circ$.



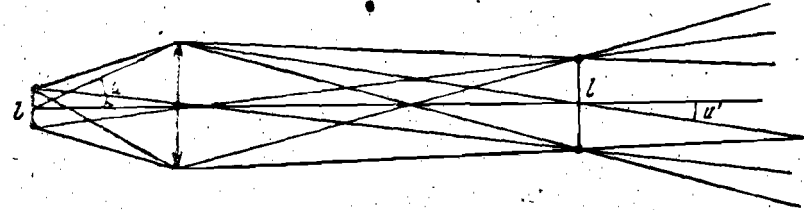
Фиг. 5.

мощности источника света, и это обстоятельство, очевидно, наводит на мысль о возможности концентрировать этот мощный поток на далеко расположенный предмет и сжигать его.

Однако при этом концентрировании потока мы наталкиваемся на непреодолимое препятствие — на рассеяние лучистой энергии.

§ 3. Рассеяние лучистой энергии

В оптическую систему поступил мощный пучок лучей. Остается только превратить его в параллельный или легко сходящийся пучок, и задача будет решена. Казалось, нет ничего легче, чем с помощью удачно рассчитанной оптической системы добиться желаемого результата. Однако здесь начинают действовать законы чрезвычай-



Фиг. 6.

но большой общности, являющиеся следствиями закона сохранения энергии. Это законы, управляющие распределением лучистой энергии на больших расстояниях от источника.

Местом наибольшей концентрации лучей, прошедших через оптическую систему, является изображение источника света.¹ Поэтому размеры площади наибольшей концентрации лучей, вышедших из оптической системы, определяются размером изображения (фиг. 6).

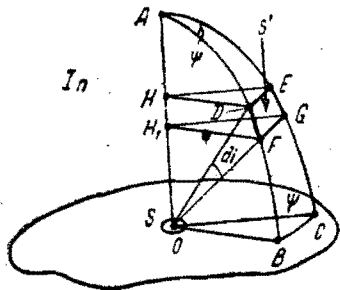
Размеры изображения могут быть вычислены на основании формул геометрической оптики. В данном случае воспользуемся известной формулой Лагранжа—Гельмгольца, согласно которой

$$nl \sin u = n'l' \sin u', \quad (3)$$

где n и n' — показатели преломления сред, в которых находятся соответственно предмет и изображение; l и l' — поперечные размеры (длины) предмета и изображения; u и u' — углы, под которыми оптическая система видна из центра предмета и из центра изображения.

¹ Или сама оптическая система; но последняя не представляет интереса для рассматриваемой задачи.

Формула Лагранжа—Гельмгольца играет особо важную роль в фотометрических расчетах и является не чем иным, как одним из видоизменений принципа сохранения энергии. Отметим, что формула Лагранжа—Гельмгольца является общей для любой оптической системы, как угодно составленной из любого числа оптических частей как отражающих, так и преломляющих. Никакими комбинациями оптических систем нельзя нарушить правильность этого закона, в котором таится гибель всех надежд на идеальную концентрацию



I_n'

Фиг. 7.

лучевой энергии. Более того, эта формула остается в силе даже при обобщенных оптических системах, например состоящих из отдельных зон, как линзы маяков (линзы Френеля), или использующих какие-нибудь эффекты преломления в слоях воздуха, в которых изменяется показатель преломления, и т. д.

В виду большого значения формулы Лагранжа—Гельмгольца приведем здесь доказательство ее. Покажем сначала, что если пренебречь потерями света при проходе через оптическую систему, то яркость пучка, деленная на квадрат показателя преломления, есть величина постоянная по всему ходу пучка.

Рассмотрим элемент поверхности S (фиг. 7), разделяющий две среды I и II , с показателями преломления n и n' . Пусть на S падает пучок p , ограниченный элементами s и s' . Из точки O , принадлежащей к элементу s , описываем шар с радиусом, равным единице. Пусть OA —нормаль к элементу s , $DEGF$ —элемент, вырезанный на поверхности шара пучком. Границы DE и FG этого пучка определим следующим образом. Через OA проведем две плоскости OAB и OAC , образующие друг с другом очень малый угол ψ . Рассмотрим две параллельных друг другу и элементу s пло-

скости, перпендикулярные к нормали OA и пересекающие последнюю в точках H и H_1 .

Вычислим поток, проходящий через световую трубку, ограниченную элементами s и s' . Для этого вычислим сначала площадь элемента $DEGF$, который в виду своих малых размеров может быть рассматриваем, как прямоугольник; его площадь, следовательно, равна $DE \cdot EG$. Обозначим через i угол, образуемый лучами OD и OE с нормалью, через $i + di$ —угол, образуемый лучами OF и OG . Так как радиус шара равен единице, то можно положить $DE = EG = di$. Сторона DE , как часть окружности с радиусом HD , равна $HD \cdot \psi$; но

$$HD = OD \sin i = \sin i,$$

$$DE = \psi \sin i.$$

Сторона FG равна $OD \cdot di = di$. Площадь $DEGF$ равна $di \sin i \psi$. Элемент $DEGF$ нормален лучам пучка p , и его площадь, деленная на квадрат радиуса, т. е. на единицу, равна телесному углу α , определяющему угол излучения площадки s . Вспомним формулу потока Φ (см. стр. 11):

$$\Phi = Bs \cos \Theta \cdot \alpha,$$

где Θ —угол между нормалью к элементу s и осью пучка равен i ; тогда

$$\Phi = Bs \cos i \cdot \alpha = Bs \cos i \sin i di \psi.$$

После преломления на элементе поверхности раздела S пучок пересекает вторично шар с радиусом, равным единице. Обозначим через B' яркость преломленного пучка. Поток этого пучка может быть вычислен точно так же, как поток падающего пучка, а следовательно,

$$\Phi' = B' s' \cos i' \sin i' \psi' di',$$

где B' , i' , di' , ψ' обозначают величины, соответствующие величинам B , i , di , ψ в среде I . Величина ψ' равна ψ , так как, согласно первому закону Декарта, падающий луч, преломленный и нормаль к элементу S преломляющей поверхности находятся в одной плоскости: лучи OD' и OF' лежат в плоскости AB и остаются в ней после преломления; лучи OE' и OG' находятся в плоскости AC до и после преломления.

Воспользуемся теперь законом преломления света:

$$n \sin i = n' \sin i'.$$

Возведем его в квадрат

$$n^2 \sin^2 i = n'^2 \sin^2 i'.$$

Дифференцируем это соотношение

$$2n^2 \cos i \sin i \, di = 2n'^2 \cos i' \sin i' \, di'. \quad (3a)$$

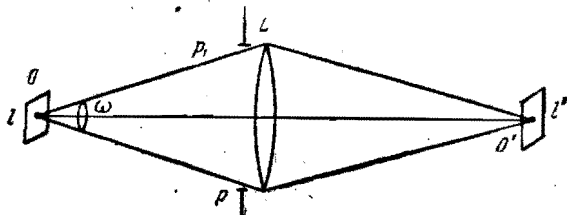
Отметим, что если пренебречь потерями, то преломленный поток будет равен падающему, а поэтому $\Phi' = \Phi$, или, деля оба потока на общие величины — площади S и угла ψ , получаем

$$B \cos i \sin i \, di = B' \cos i' \sin i' \, di'.$$

Деля на соотношение (3a), имеем

$$\frac{B}{n^2} = \frac{B'}{n'^2}.$$

Этот закон можно применять к любой преломляющей поверхности; поэтому можно сказать, что по всей длине светового пучка отноше-



Фиг. 8.

ние яркости B к квадрату показателя преломления есть величина постоянная, равная яркости B пучка в воздухе.

Если изменение показателя преломления происходит не скачками, а непрерывно, доказанное соотношение остается в силе, так как непрерывное изменение равносильно большому числу очень маленьких скачков показателя.

Предположим теперь, что некоторая квадратная площадка (фиг. 8), длина сторон которой равна l , изображается оптической системой L в виде площадки l'^2 . Предположим, что площадка излучает по закону Ламберта, что входной лучок pp' имеет форму круга с центром на оси и радиус его виден из площадки O под углом u . Телесный угол ω , который ограничивает излученный площадкой O пучок, равен $\pi \sin^2 u$. Поток Φ , проходящий через оптическую систему, равен $\Phi = \pi B l^2 \sin^2 u$, если B — яркость площадки O . После преломления через систему поток может быть написан в виде:

$$\Phi = \pi B' l'^2 \sin^2 u',$$

так что

$$B l^2 \sin^2 u = B' l'^2 \sin^2 u'. \quad (3б)$$

Но, пользуясь только что доказанным соотношением, имеем

$$\frac{B}{n^2} = \frac{B'}{n'^2}. \quad (3в)$$

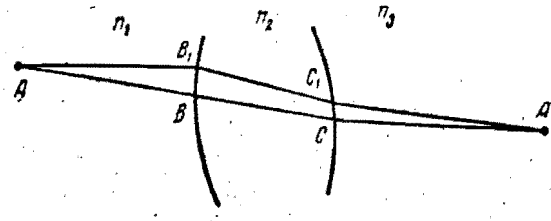
Деля уравнение (3б) на (3в), получаем

$$n^2 l^2 \sin^2 u = n'^2 l'^2 \sin^2 u',$$

или

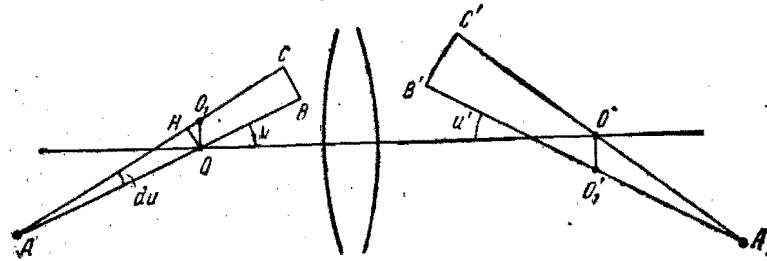
$$n l \sin u = n' l' \sin u'.$$

Это и есть закон Лагранжа—Гельмгольца.



Фиг. 9.

Второе доказательство закона Лагранжа—Гельмгольца. Это доказательство вытекает из знаменитого принципа Ферма. Назовем оптической длиной пути (AA') между двумя точками



Фиг. 10.

A и A' (фиг. 9), находящимися в различных средах, сумму произведений длин отрезков \overline{AB} , \overline{BC} , $\overline{CA'}$ на значение соответствующего показателя преломления (AA') = $n_1 \overline{AB} + n_2 \overline{BC} + n_3 \overline{CA'}$. Если мы рассмотрим два луча $ABCA'$, AB_1C_1A' , исходящих из точки A и сходящихся в точке A' (изображение точки A),

то оптические пути этих двух лучей равны. Это одна из формулировок (точнее, одно из следствий) принципа Ферма; впрочем, это также вытекает из волновой теории Гюйгенса.

Пусть (фиг. 10) O — точка, изображение которой O' стигматично, т. е. все лучи, исходящие из O , пересекаются в O' . Найдем, при каком условии точка O_1 , расположенная бесконечно близко к точке O в направлении, перпендикулярном оси, изображается стигматически в точку O_1' . Обозначим OO_1 через l_1 , $O'O_1'$ через l' . Проведем через O луч AOB , образующий с осью угол u . После преломления этот луч проходит через $B'O'A'$ и образует угол u' с осью. Через O_1 проведем луч AO_1C , образующий с осью угол $u + du$, весьма мало отличный от u . Этот луч после преломления проходит через $C'O'A'$, образуя с осью угол $u' + du'$, весьма мало отличный от u' . Согласно теореме Ферма,

$$(ACC'A') = (ABB'A'),$$

или
откуда

$$n\overline{AO_1} + (O_1O_1') + n'\overline{O_1'A'} = n\overline{AO} + (OO') + n'\overline{O'A'},$$

$$n(\overline{AO_1} - \overline{AO}) + \{(O_1O_1') - (OO')\} + n'(\overline{O_1'A'} - \overline{O'A'}) = 0. \quad (3r)$$

Из точки A как центра описываем окружность радиуса AO , пересекающую луч AC в точке H . В виду малости угла du можно заменить дугу окружности прямой OH . Тогда в треугольнике OHO_1 имеем:

$$\overline{HO_1} = \overline{OO_1} \sin u = l \sin u,$$

или

$$\overline{AO_1} - \overline{AO} = \overline{HO_1} = l \sin u.$$

Аналогично для O' и O_1'

$$\overline{A'O'} - \overline{A'O_1'} = l' \sin u'.$$

Подставляя в уравнение (3r), получаем

$$n' l' \sin u' - n l \sin u = (O_1O_1') - (OO').$$

Поскольку O' есть изображение O , а O_1' — изображение O_1 , оптические пути (OO') и (O_1O_1') не должны зависеть от u . При $u = 0$ и $u' = 0$ левая часть уравнения равна нулю, а правая, постоянная, должна тоже равняться нулю. Отсюда получается закон Лагранжа—Гельмгольца

$$n' l' \sin u' = n l \sin u.$$

С помощью формулы Лагранжа—Гельмгольца найдем выражение освещенности изображения, даваемого оптической системой.

Пренебрежем потерями энергии в оптической системе. В этом случае очевидно, что вся мощность падающего на систему потока достигнет плоскости изображения и распределится по площади последнего. Если мы будем рассматривать один достаточно малый элемент источника, яркость на этом элементе будет постоянна на его площади, и, следовательно, соответствующее место изображения будет также однородно освещено. Предположим для простоты, что этот элемент имеет форму кружка с радиусом r . Его площадь будет πr^2 .

Пусть r' — радиус круга изображения. Согласно закону Лагранжа—Гельмгольца, имеем

$$nr \sin u = n'r' \sin u'.$$

Так как во всех практических случаях $n = n' = 1$, то

$$r \sin u = r' \sin u'.$$

Пусть Φ — мощность падающего потока. Так как выходящий поток Φ' имеет ту же мощность, то $\Phi' = \Phi$, и тогда освещенность элемента изображения будет равна $E' = \frac{\Phi'}{s'}$, где s' — площадь изображения, или

$$E' = \frac{\Phi}{\pi r'^2}.$$

Подставляя вместо r его значение r из формулы (3), получаем

$$E' = \frac{\Phi}{\pi r^2} \left(\frac{\sin u'}{\sin u} \right)^2. \quad (4)$$

Остается подставить вместо Φ его выражение через яркость источника и угол охвата u .

Рассмотрим сначала наиболее важный случай, когда источник излучает по закону Ламберта. Тогда по формуле (2) имеем

$$\Phi = I_0 \pi \sin^2 u.$$

Если вместо силы света I_0 подставить ее значение через яркость B и площадь элемента πr^2 , то

$$I_0 = B \pi r^2,$$

после чего получаем для Φ

$$\Phi = B \pi r^2 \cdot \pi \sin^2 u,$$

и для освещенности E'

$$E' = B \pi \sin^2 u'. \quad (5)$$

Мы до сих пор пренебрегали потерями света в оптической системе. Обозначим через k (число, всегда меньшее единицы) коэффициент, выражающий, какая часть лучистой энергии пропускается оптической системой. Тогда для E' получаем окончательно

$$E' = kB\pi \sin^2 u'. \quad (6)$$

Заметим, что формула (6) верна только в том случае, когда весь конус лучей, падающих на элемент изображения, заполнен лучами. Мы увидим дальше, почему необходимо это подчеркнуть. Формулу (6) можно написать иначе. Угол u вследствие большого расстояния между оптической системой и поражаемой целью всегда мал, и поэтому можно написать $\sin u' = \frac{D}{2l}$, где D — диаметр оптической системы,¹ а l — расстояние от оптической системы до цели. Тогда формула (6) принимает вид

$$E' = \frac{kB}{l^2} \pi \frac{D^2}{4}.$$

Обозначим через S площадь линз (в общем случае — выходного зрачка линзы). Тогда

$$E' = \frac{kBS}{l^2}. \quad (7)$$

Эта формула носит название формулы Манжена.²

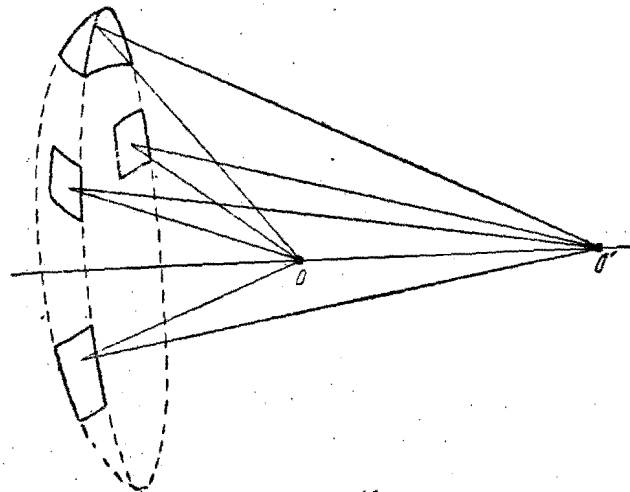
В одном смысле формула (7) более обща, чем формула (6). Под S можно понимать площадь всех частей оптической системы, которые, рассматриваемые из освещаемой цели, кажутся блестящими; таким образом, формула Манжена позволяет рассматривать и случай, когда действуют одновременно несколько оптических систем, не составляющих одного целого, например систему, состоящую из отдельных зеркал (фиг. 11). Но эта система должна удовлетворять условию, что все зеркала имеют общий фокус. Для такой системы зеркал формула (6) не имеет смысла, так как не известно, что понимать под углом u' .

Какие следствия вытекают из формулы Манжена? Мы видим, что освещенность какой-нибудь точки, на которую сфокусированы лучи, идущие из источника света яркости B , определяется следую-

¹ В общем случае надо сказать: диаметр выходного зрачка оптической системы, т. е. диаметр той действительной или мнимой диафрагмы, которая ограничивает пучок выходящих из системы лучей.

² Манжен — французский военный инженер, известный своими работами по маякам, прожекторам и другим осветительным приборам дальнего действия.

щим образом. Оптическая система играет роль нового источника света, непосредственно наблюдаемого с рассматриваемой точки. Этот новый источник имеет ту же яркость, что и первоначальный (если пренебречь потерями в оптической системе), но площадь его равна площади выходного зрачка оптической системы.



Фиг. 11.

Вычислим, например, освещенность, создаваемую на расстоянии 1 км зеркалом диаметром в 2 м, в фокусе которого находится дуга высокой интенсивности, яркостью в 100 000 стильб. Освещенность без учета потерь равна

$$E' = \frac{100\,000 \pi (100)^2}{(100\,000)^2} 10^4 = 3 \cdot 10^3 \text{ люкс.}$$

Такая освещенность, несмотря на значительную мощность как источника, так и оптической системы, в 30 раз меньше той, которую Солнце создает на поверхности Земли! При этом здесь не учтены потери в оптической системе и в атмосфере.

Рассмотрим некоторые следствия закона Манжена.

Освещенность цели не зависит от размеров источника. Увеличением размеров источника можно добиться только увеличения размеров поражаемой цели, но не освещенность ее. Освещенность цели уменьшается пропорционально квадрату расстояния, что вполне естественно.

Рассмотрим еще случай «точечных» источников, т. е. источников с постоянной по всем направлениям силой света. Вернемся к формуле (4).

$$E' = \frac{\Phi}{\pi r^2} \left(\frac{\sin u'}{\sin u} \right)^2.$$

Вместо Φ напишем, его выражение согласно формуле (1),

$$E' = \frac{4\pi I \sin^2 \frac{u}{2}}{\pi r^2} \cdot \frac{\sin^2 u'}{\sin^2 u}.$$

Но в виду того, что

$$\sin u = 2 \sin \frac{u}{2} \cos \frac{u}{2},$$

имеем

$$E' = \frac{I}{\pi r^2} \cdot \frac{\sin^2 u'}{\cos^2 \frac{u}{2}}.$$

А так как $\frac{I}{\pi r^2} = B$, то

$$E' = \frac{B \pi \sin^2 u'}{\cos^2 \frac{u}{2}}. \quad (8)$$

Формула (8) может навести на мысль о возможности, полагая $u = 180^\circ$, получить бесконечно большую освещенность. Но такой результат явно противоречит здравому смыслу и действительно невозможен. Этому препятствуют следующие обстоятельства: 1) нет и не может быть источников, излучающих одинаково по всем без исключения направлениям, хотя бы по той причине, что энергия, поддерживающая его излучение, должна быть подведена к нему теми или иными приспособлениями, например, токопроводящими, затемняющими источник и уменьшающими его силу света в некоторых направлениях; 2) оптическая система, охватывающая источник со всех сторон, должна также охватить и поражаемую цель, т. е. часть ее должна находиться на неприятельской территории. Наконец, самая серьезная причина заключается в том, что даже когда $u = 180^\circ$, то одновременно с этим u' также равно 180° , и числитель дроби, определяющей E' , обращается в нуль вместе с знаменателем. Не трудно показать, что освещенность в этом случае равна:

$$E' = 2B\pi \frac{f^2}{r^2},$$

где f — фокусное расстояние оптической системы, l — расстояние от нее до цели. Эта величина не может быть значительной, так как отношение $\frac{f}{l}$ всегда очень мало. Практически нет смысла идти дальше $90-120^\circ$ для угла u , так как размеры зеркала быстро растут с этим углом. При угле в $135^\circ \cos^2 \frac{u}{2} = 0.5$, освещенность E' возрастает в 2 раза по сравнению с той, которая получилась бы от источника, излучающего по закону Ламберта с той же яркостью.

К сожалению, все точечные источники значительно слабее (в 20—50 раз) дуговых и поэтому непригодны.

§ 4. Общие выводы

Формула Манжена (7) показывает, что при заданном источнике света и заданном расстоянии до цели единственный способ повысить освещенность цели — увеличение поперечных размеров оптической системы. Не трудно рассчитать размеры последней, если мы желаем произвести на цель достаточно сильный эффект, хотя бы быстрое воспламенение легко загорающихся предметов, как бумага, сухое дерево и т. д. В § 1 мы видели, что лупа с относительным отверстием не ниже 1:2 вызывает желаемый нами эффект при условии, что в качестве источника служит Солнце. Из формулы (6) вытекает, что при данном источнике угол u' определяет освещенность цели. Мы приходим к единственно возможному выводу: оптическая система, направляющая лучи Солнца на цель, должна быть такой, что величина диаметра ее отверстия должна быть равной не менее половины величины расстояния до цели, — только в этом случае u' будет иметь то же значение, что и в опыте с лупой.

Результат, получаемый из теоретических подсчетов, подтверждается опытом. В 1747 г. французский натуралист Бюффон построил зажигательный прибор, составленный из 168 стеклянных зеркал 6 дюймов длиной при 8 дюймах ширины каждое, расположенных так, что между краями их оставались промежутки, линии в 4. Зеркала держались общей оправой, которая могла двигаться во все стороны. Каждое зеркало, кроме того, имело свою оправу, так что могло отдельно от остальных обращаться во все стороны. С помощью этого движения можно было заставить упасть все 168 изображений Солнца на одно место и зажечь на значительном расстоянии. На расстоянии 158 футов (47 м) можно было зажечь сосновую смолистую доску. Светлый фокус, представляющий собой круглое изображение Солнца, при этом расстоянии имел 16 дюймов (40 см) в диаметре. На разжигание требовалось несколько минут.

Не трудно подсчитать, что все 168 зеркал Бюффона равносильны одному зеркалу площадью в 5,9 м². Оно давало освещенность в 470 фотов на расстоянии 47 м, т. е. в 36 раз больше, чем освещенность, вызываемая Солнцем на Земле.

Мощность потока достигала 5 ватт на 1 см² поверхности и могла поднять температуру до 700°. Эквивалентное зеркало было бы видно из цели под углом $\alpha = 3^\circ$.

Для моментального воспламенения необходима освещенность в сотни раз больше, α должно равняться 30° и более, что приводит к указанному выше размеру зеркала.

Если, например, расстояние до цели 1 км, то диаметр оптической системы должен равняться 500 м. Незачем подчеркивать фантастичность такой системы; трудно представить себе возможность постройки ее и установки на глазах неприятеля.

Но представим себе невероятное: противник не мог помешать постройке и установке зеркала диаметром в 1—2 км, причем постройка происходит у него на глазах, совсем близко (несколько километров) от него. Обезвредить это орудие не представляет никакого труда. Достаточно окрасить в белый цвет или покрыть алюминиевой или иной фольгой все легко сторающие предметы, представляющие какую-нибудь ценность, чтобы всякая опасность пожара была исключена. Белая краска отражает от 70 до 90% падающей на нее световой энергии, и тот остаток, который поглощается ею, уже не представляет опасности.

Для иллюстраций мы брали Солнце в качестве источника света: хотя это в принципе возможно, но потребовались бы еще добавочные оптические системы — подвижные, колоссальных размеров, дающие возможность направлять свет в нужном направлении.

Все остальные практически удобные земные источники имеют меньшую яркость, чем Солнце; чтобы их применение могло привести к ощутительному результату, необходимы еще большие размеры оптической системы.

§ 5. Об источниках тепловых лучей

Если не считать Солнце, мало пригодное в качестве источника в виду его перемещения по небесному своду и других причин, как, например, невозможности применения ночью и в облачную погоду, то наилучшим источником тепловых лучей в настоящее время является дуга высокой интенсивности, яркость которой, особенно в красной части спектра (область «тепловых» лучей), мало уступает Солнцу. В лабораторных условиях можно получить значительно

большие яркости, например, пропуская ток большой мощности через тонкую металлическую проволоку, что вызывает взрыв последней со вспышкой, яркость которой превосходит в сотни раз яркость Солнца. Но эти вспышки продолжаются несколько стотысячных долей секунды; энергия, излучаемая ими, ничтожна и не может иметь никакого практического интереса для рассматриваемого нами вопроса.

Конечно, техника движется вперед. Работа по источникам света имеет настолько важное прикладное значение, что на их улучшение тратятся большие усилия и средства. Однако если подсчитать, какая яркость необходима, чтобы идея о сжигании на больших расстояниях могла перейти из области фантазии в область реальных возможностей, мы придем к печальным для изобретателей выводам. Можно считать, что оптическая система типа прожекторной является, в смысле габаритов, пределом допустимого, так как иначе вопрос о маскировке такого большого прибора станет слишком сложным, особенно если учесть, что по условиям задачи такой прибор должен быть видимым со стороны неприятеля (иначе он не будет действовать).

При этом следует обратить внимание на одно обстоятельство, которое позволило бы в этом случае еще увеличить эффект неожиданности, а именно на возможность устранить слепящее действие прибора во время его работы, вставляя на пути лучей фильтр, поглощающий видимые лучи, но пропускающий наиболее действенную инфракрасную часть световой энергии.

Принимая за величину диаметра оптической системы 2 м и 1 км для расстояния до поражаемой цели при условии получения на цели вышеупомянутой освещенности, нам придется усилить яркость источника в квадрат отношения диаметров $\frac{500}{2}$, т. е. в (250)² или 60 000 раз! Трудно ожидать, что в ближайшие 100—200 лет удастся найти такие источники.

Автору хотелось бы надеяться, что ему удалось убедить читателя в невозможности в ближайшие годы решить задачу о сжигании далеких предметов с помощью оптических систем. Методы расчета, изложенные выше, настолько общи и настолько просты, что сомневаться в них можно только, сомневаясь в основных принципах природы.

Однако для более недоверчивых читателей остаются некоторые лазейки, оставляющие надежду на возможность либо обойти общие законы, на основании которых получены формулы расчета, либо добиться хотя бы значительных улучшений. Этим читателям посвящен следующий параграф.

§ 6. Границы точности формул расчета

Безусловно, все выведенные ранее формулы расчета не являются вполне точными. Почти всегда они дают преувеличенные величины освещенности. Для упрощения мы пренебрегли рядом явлений, вызывающих потери энергии; лишь мельком упомянуто о потерях при прохождении лучей через оптическую систему и через атмосферу, заполняющую пространство между источником света и целью. Эти потери могут легко достигать 40—60% и более всей полезной энергии.

Но рассмотрим другие причины, так или иначе влияющие на правильность расчета освещенности цели. Мы рассматривали только источники двоякого рода: точечные и излучающие по закону Ламберта. Как обстоит дело с другими источниками? Нельзя ли, при особых законах испускания, получить более благоприятные результаты? Если мы будем понимать под B наибольшую яркость источника, то очевидно, что никакое распределение яркостей по источнику не может дать результатов более высоких, чем те, к которым приводит точечный источник яркости B . Таким образом, надо добиваться не особых распределений яркостей по всем направлениям, а только достаточно больших яркостей.

Явление аберраций оптических систем вселяет иногда надежды на повышение освещенностей, даваемых этими системами. Здесь не место для подробного разбора явления аберрации; в основном оно состоит в том, что лучи, идущие из одной какой-нибудь точки предмета, после выхода из оптической системы не собираются строго в точку, а в небольшую фигуру рассеяния. Примером такой фигуры может служить показанное на фиг. 12 сечение с фокальной плоскостью отраженного от параболического зеркала пучка параллельных лучей, излученных бесконечно удаленной точкой. Последняя не лежит на оси, иначе все лучи после отражения собиравлись бы в точку.



Фиг. 12.

Аберрации являются настоящим бичом для оптических приборов. Борьба с ними превратила расчет последних в сложный и кропотливый труд и вызвала появление на свет новой, несколько обособленной отрасли оптики. Но, как всегда, всякое вредное явление (в том числе и аберрация) в некоторых случаях может быть обращено в полезное.

Как правило, присутствие аберраций увеличивает рассеяние лучей, происходящее по законам геометрической оптики, и вызывает уменьшение освещенности, определяемой на основании рассмотренных выше формул. В отдельных случаях присутствие аберрации пере-

распределяет энергию в плоскости изображения и может дать некоторое сгущение в центре за счет уменьшения освещенности на краях; но при этом освещенность в центре не может быть больше, чем она была бы при идеальной оптической системе.

Есть еще одно явление, связанное с распространением световых лучей, которое по своей природе может вселять надежду в сердца искателей новых путей концентрирования световых лучей. Это — диффракция лучей оптической системой. К этому явлению мы вернемся позже; оно будет рассмотрено подробнее в гл. III. Здесь достаточно сказать, что результатом диффракции является некоторое перераспределение световой энергии в пучке лучей, но другого характера, чем то, которое вызывается аберрациями. Оно может уменьшить вредное влияние аберрации, но и оно не в состоянии повысить освещенность, полученную на основании общих формул. Однако и это благоприятное влияние диффракции может сказываться только в случае крайне малого, а следовательно, маломощного источника света; при существующих источниках, размеры которых довольно велики по сравнению с фокусным расстоянием проектирующей системы, это перераспределение света совершенно сглаживается и уничтожается благодаря наложению друг на друга изображений отдельных точек источника.

Возможно, что немало физических явлений, кроме перечисленных, может быть призвано на помощь для решения рассматриваемого вопроса. Но необходимо учесть, что все эти явления могут играть только второстепенную, побочную роль: основными для данного вопроса являются, конечно, явления распространения световой энергии по законам оптики и фотометрии. Они — и только они — решают однозначно поставленную перед нами задачу и, как мы видели, не оставляют никакой надежды на возможности с помощью одних оптических систем, расположенных далеко от цели, добиться достаточно большого нагревания последней. Надо помнить, что эти выводы вытекают непосредственно из самых общих законов физики, например принципа сохранения энергии; их достоверность по этой причине не уступает достоверности последнего, никем не оспоримого принципа. Еще не пришло время для таких орудий; оно придет только тогда, когда будут найдены совершенно новые источники света, в десятки и сотни тысяч раз мощнее современных.

ГЛАВА II

ОПТИЧЕСКИЕ НЕБЫЛИЦЫ

§ 1. Введение

В своей практике автору пришлось встретиться с рядом предложений, относящихся к области оптики, с требованиями на расчет или проектирование оптических систем, отвечающих тем или другим условиям, выполнение которых выходит за границы возможностей оптики.¹ Это свидетельствует о том, что среди нашей технической интеллигенции, даже среди крупных специалистов, существует неясное представление о том, чего можно ожидать от оптических систем. В основном это представление вытекает из одного общего положения, которое может быть сформулировано следующими словами: оптические системы позволяют преобразовать пучок² любого строения в другой пучок любого, наперед заданного строения.

Необходимо отметить, что иногда связь между предложенной задачей и указанным выше общим предположением настолько глубоко скрыта, что ни автор задачи, ни специалист-оптик, отвечающий или дающий отзыв автору, не замечают ее. Конструктор-оптик ищет впопыхах решение задачи, громоздит линзы на призмы, ломает и расщепляет пучки, тратит массу времени и в конце концов убеждается, что задача не имеет решения.

Рассмотрим подробнее, в чем заключается неправильность формулированного выше положения.

¹ Мы здесь не будем касаться ряда более тонких вопросов, связанных с трудным отделом геометрической оптики — с теорией аберраций. Например, всякий оптик, всякий фотограф знает, что расчет фотографического объектива с углом поля зрения в 180° и относительно большим отверстием 1:1 совершенно невозможен в настоящее время; но существует ли здесь принципиальная невозможность или лишь временное затруднение, вряд ли кто-нибудь в состоянии ответить.

² Дальше будет подробнее сказано, что следует понимать под термином «пучок».

мулированного выше положения. Условимся термин «пучок» понимать следующим образом (имея в виду лишь прикладную оптику и встречающиеся на практике случаи, мы ограничимся узким понятием). Пучком лучей мы будем называть совокупность лучей, заполняющих все конусы, вершины которых лежат на поверхности источника света (или его изображения) и общим основанием которых служит входной (или выходной) зрачок оптической системы. Это понятие отличается от того, которое принято у математиков; пучок в указанном смысле является носителем энергии и, следовательно, обладает, как мы видели в гл. I, некоторой мощностью (или потоком), определяемой для элементарного пучка произведением

$$\Phi = Bs \cos \theta \cdot \alpha. \quad (9)$$

Формула (9) нам скоро понадобится. Кроме того, существенную роль будет играть уже ранее встречаемая (стр. 21) формула Лагранжа—Гельмгольца

$$n l \sin u = n' l' \sin u',$$

которая в интересующих нас случаях, когда $n = n'$, принимает более простой вид

$$l \sin u = l' \sin u'.$$

Преобразуем эту формулу. Возведем обе части в квадрат

$$l^2 \sin^2 u = l'^2 \sin^2 u',$$

где l^2 — площадь квадрата, длина стороны которого l ; l'^2 — площадь квадрата, являющегося изображением первого. Но можно эту формулу обобщить, написав ее в виде

$$s \sin^2 u = s' \sin^2 u', \quad (10)$$

где s и s' — две сопряженные площадки. Если углы u и u' невелики, можно заменить $\sin^2 u$ и $\sin^2 u'$ сопряженными телесными углами α и α' , т. е. телесными углами, ограничивающими сопряженные пучки. Тогда последняя формула напишется в простом виде

$$s \alpha = s' \alpha'. \quad (11)$$

Формулы (9) и (11) приводят к доказательству о невозможности некоторых весьма заманчивых и, как многим кажется, легко достижимых перспектив.¹

¹ Формулы (9) и (11) являются двумя различными по форме выражениями одного общего принципа сохранения энергии.

§ 2. Параллельные пучки

Какие грандиозные возможности вытекают из одного только существования параллельных пучков, несущих хотя бы ничтожную энергию! С помощью телескопических систем (например астрономических труб) можно было бы концентрировать эти пучки в тонкие, как игла, лучи, и задача о сжигании на расстоянии была бы решена (таким образом и решают ее немало изобретателей и, в частности, герой А. Н. Толстого, автор гиперболоида). О параллельных пучках так много говорят в курсах оптики, они играют такую видную роль в объяснении свойств оптических систем, что существование таких пучков в реальных условиях может с первого взгляда и не возбуждать сомнений.

В чем заключается ошибка?

Ошибок две, и довольно основательных: во-первых, параллельных пучков не существует; во-вторых, если бы они существовали, они не могли бы нести с собой никакой энергии.

Известно, что для получения параллельного пучка нужно установить светящуюся точку в фокусе оптической системы. Но для этого необходимо соблюдение трех условий, равным образом не осуществимых.

1. Применение светящейся точки, не имеющей размеров, в качестве источника. Такие источники существуют только в учебниках оптики, правда, в обильном количестве. Они нужны только для упрощения вычислений; в реальных условиях не может существовать излучатель энергии, не обладающий определенными, хотя бы и очень малыми размерами.

2. Существование идеальных оптических систем, т. е. систем, не обладающих никакими aberrациями. Таких систем нет, и они не могут быть изготовлены.

3. Отсутствие дифракции. Но дифракция не может быть полностью устранена ни при каких условиях.

Таким образом, само существование параллельных пучков абсолютно невозможно. Чтобы не оставить никаких сомнений у читателя, ответим еще на такой вопрос: нельзя ли конечные размеры источника энергии компенсировать aberrациями или использовать дифракцию с целью восстановления параллельности пучка? Не трудно показать, что такая компенсация невозможна. Если точечный источник вследствие aberrаций и дифракции дает небольшое рассеяние света, то конечные размеры источника могут лишь увеличить рассеяние, но никак не могут уменьшить его.

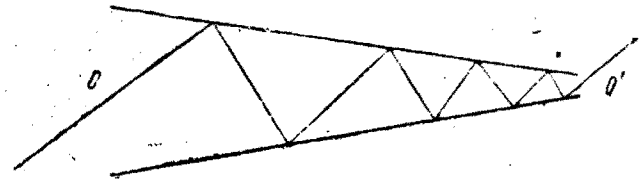
Покажем теперь, что если бы даже оказалось возможным получить

параллельный пучок лучей, то такой пучок не мог бы нести никакой энергии.

С первого взгляда это может показаться странным, так как неизбежно напрашивается аналогия с потоком жидкости, протекающим через цилиндрическую трубу и обладающим энергией. Однако мы имеем здесь лишь игру слов, а не аналогию. Поток световых лучей определяется формулой (9) или ее видоизменениями. Если лучи пучка параллельны, то: 1) $s=0$; 2) $\alpha=0$. Следовательно, Φ равно нулю, и мощность пучка равна нулю. Итак, параллельные пучки являются чистой фикцией.

§ 3. «Концентрирующий конус»

При конструировании различных приборов, в частности регистрирующих, приходится решать задачи максимально возможной концентрации световой (или тепловой) энергии. После многократных попыток обнаруживается, что никакая комбинация обычных опти-



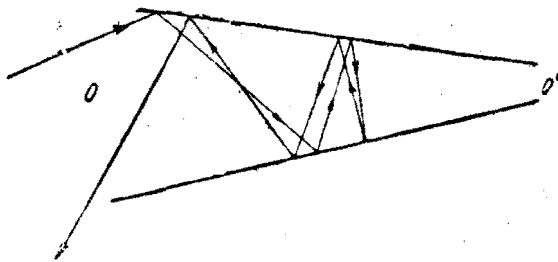
Фиг. 13.

ческих систем не приводит к нужному эффекту. Тогда прибегают к оптическим системам особого рода, не дающим изображений. Отличительным признаком таких систем является то, что плоскости, касательные к поверхности вращения на оси системы, либо отсутствуют, либо имеются в бесконечном числе: примером такой системы служит отражательный конус (фиг. 13), ось симметрии которого OO' и является осью системы. Пучок лучей, падающий на основание конуса O , после многократных отражений рано или поздно выходит через отверстие O' , которое может быть как угодно мало, что и решает поставленную задачу. Так, по крайней мере, кажется с первого взгляда.

Но достаточно проследить внимательно за ходом луча, чтобы заметить (фиг. 14), что луч с каждым отражением все медленнее и медленнее приближается к выходу, потом начинает направляться в обратную сторону и выходит через основание O . Очень небольшая

часть лучей достигает O' и выходит через него; при этом, чем отверстие меньше, тем меньше мощность выходящего потока. Формула, определяющая мощность, конечно, остается в силе, ибо только те лучи, которые счастливо избежали отражения от поверхности конуса, доходят до O' . Остальные в подавляющем большинстве отражаются назад.

Необходимо, кстати, отметить, что хотя закон Лагранжа—Гельмгольца может применяться, строго говоря, к обычным оптическим системам, т. е. системам, дающим изображения, но он имеет более



Фиг. 14.

общее значение. Мы на этом довольно сложном вопросе здесь не имеем возможности остановиться; надо всегда помнить, что для всякой пары сопряженных пучков в воздухе имеет место соотношение (11):

$$s \alpha = s' \alpha'$$

Произведение площади источника (или его изображения) на телесный угол (расхождение пучка, излученного этой площадью или образующего изображение) есть величина постоянная. Чем меньше изображение, тем больше телесный угол.

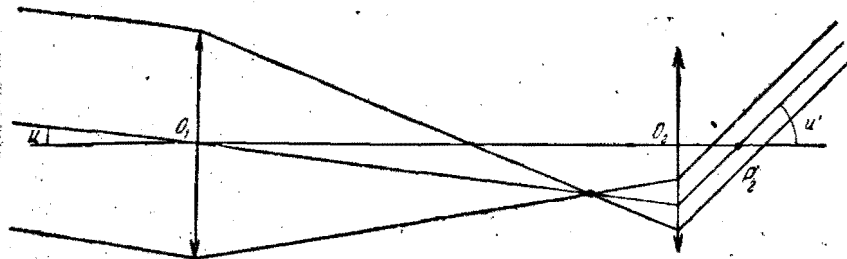
§ 4. Задача оптического усиления по всем направлениям

Предположим, что какое-нибудь тело (корабль, самолет) излучает видимые или невидимые, например инфракрасные, лучи. Представляет большой интерес изловить эти лучи, в каком бы направлении по отношению к наблюдателю ни находился излучатель.

Так как излучатель находится на далеком расстоянии, его сигналы слабы, и их следует усилить. Эту задачу хорошо решает оптическая система типа простой зрительной трубы (фиг. 15).

Пусть O_1 — объектив, O_2 — окуляр, P_2 — выходной зрачок системы, т. е. изображение объектива, даваемого окуляром. Приемное устройство (например, фотоэлемент, термоэлемент) ставится так, чтобы светочувствительный (теплочувствительный) слой совпадал с выходным зрачком. Предположим, что телескопическая система O_1O_2 имеет угловое увеличение $\frac{u'}{u} = \gamma$. Как известно,

в телескопических системах линейное увеличение постоянно и обратно угловому. Поэтому диаметр выходного зрачка в γ раз меньше, чем диаметр объектива.



Фиг. 15.

Вся энергия, падающая на объектив, попадает затем на выходной зрачок, но концентрируется там на площадь в γ^2 раз меньшую, чем площадь объектива. Если пренебречь потерями в оптической системе, можно сказать, что приемный элемент получает в γ^2 раз больше энергии, чем он получал бы при отсутствии оптической системы. Принято говорить, что последняя усиливает в $U = \gamma^2$ раз. Вот редкий случай, когда оптическая система, работая не по своему прямому назначению, оказывается полезной. Однако, настороженные накопленным ранее опытом, мы чувствуем, что за принесенную пользу, возможно, придется чем-то расплачиваться. Усовершенствования в одном отношении в оптике нередко приводят к тому, что мы должны поплатиться ухудшением в другом отношении.

В нашем случае все то, что мы выиграли в усилении, получено за счет другого, весьма важного свойства оптической системы, а именно — угла поля зрения. Это следствие закона Лагранжа—Гельмгольца, закона, ограничивающего возможности оптических систем в отношении свободы преобразования световых пучков. Без усиления угол охвата (поля зрения) приемного элемента, т. е. тот угол с осью, внутри которого сигналы действуют на приемный элемент, очень

велик и теоретически близок к 180° , хотя практически он может быть и значительно меньше.

Но как только впереди его поставлен оптический усилитель, этот угол уменьшается во много раз. Угол, образуемый с осью лучами, вышедшими из окуляра, не может превысить 90° , даже теоретически; практически же до сих пор не существует окуляров, у которых этот угол был бы больше 45° ; притом эти окуляры, сложной конструкции, сильно поглощают свет; в них применены несферические поверхности. С помощью более простых средств можно достигнуть углов в $30-35^\circ$. Обозначим через $2u$ угол поля зрения оптической системы, т. е. угол, образуемый с осью лучами, проходящими через оптическую систему. Он определяется формулой Лагранжа—Гельмгольца. Из формулы

$$l' \sin u' = l \sin u$$

получаем

$$\frac{\sin u}{\sin u'} = \frac{l'}{l} = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{Y}},$$

откуда

$$\sin u = \frac{\sin u'}{\sqrt{Y}}.$$

Максимально возможный угол поля u_{\max} получается тогда, когда $u' = 90^\circ$, $\sin u' = 1$. Поэтому имеем

$$\sin u_{\max} \leq \frac{1}{\sqrt{Y}}.$$

Практически же следует считать $u' = 35^\circ$, и тогда

$$\sin u_{\max} = \frac{0,7}{\sqrt{Y}}.$$

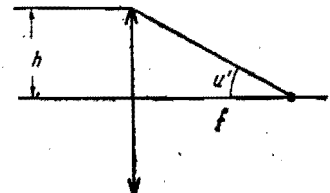
Например, при усилении 100 мы получаем: $\sin u_{\max} = 0,07$; $2u_{\max} = 8^\circ$. Требование на оптическую систему, имеющую большое усиление и одновременно большое поле (с одним приемным устройством) абсолютно невыполнимо. Здесь никакие ухищрения в отношении комбинирования и нагромождения различных оптических деталей не помогут. Напрасны даже попытки заставлять оптические системы работать «параллельно», т. е. независимо друг от друга, но так, чтобы направлять лучевую энергию на один и тот же приемник. Не трудно показать, что при этом оптические системы затеняют одна другую.

Решение задачи оказывается выше оптических возможностей.

§ 5. Фотографический объект с относительным отверстием, большим 1:0,5

Несмотря на то, что в этой главе мы не касаемся границ, поставленных работе оптических систем aberrациями, что отвлекло бы нас от общих принципов оптики в дребни теории расчетов, нельзя оставить без внимания один из пределов, поставленных самой природой светосиле фотографических и проекционных объективов; этот предел связан с теорией aberrаций посредством простого, очень общего соотношения, которое приводит к очень важному и, повидимому, мало известному результату: относительное отверстие перечисленных выше объективов не может быть больше, чем 1:0,5.

Этот результат вытекает из так называемого условия синусов, выполнение которого необходимо для получения хорошего изо-



Фиг. 16.

бражения в центре снимка или экрана, на который проектируется картина. Это условие пишется так:

$$\sin u = \frac{h}{f},$$

где h (фиг. 16) — высота, на которой луч пересекает входной зрачок объектива, u — угол луча с осью после преломления. Так как $\sin u$ не может быть более единицы, то $h \leq f$, а так как относительное отверстие есть отношение $\frac{2h}{f}$, то из закона синусов вытекает формулированное выше предложение. В некоторых случаях этот предел почти достигнут.

§ 6. Превращение рассеянного света в направленный

В большинстве приложений оптической техники приходится иметь дело с источниками света, излучающими рассеянный свет. Если эти источники слабы, то естественно пытаться изменить их излучение таким образом, чтобы увеличить его в каком-нибудь направлении,

уменьшая в другом. Такими источниками являются флуоресцирующие экраны, применяемые в телевидении, в рентгенокопии и рентгенографии. Точно так же соблазнительно увеличить яркость проектируемых на экран эпископических приборами предметов, освещаемых посторонними источниками и отражающих более или менее диффузно, а следовательно, с малой яркостью.

Если бы удалось с помощью оптической системы захватить рассеянный свет и затем направлять его в определенный телесный угол, задача была бы решена. И не раз делались предложения покрывать рассеянно-излучающую поверхность сеткой микроскопических линз в надежде на то, что линзы соберут рассеянные лучи в узко направленные, яркие пучки. Такие предложения естественны и понятны. С одной стороны, их вызвала аналогия с некоторыми специальными экранами, обладающими направленной яркостью, т. е. отражающими падающую на них световую энергию преимущественно внутри сравнительно узкого телесного угла. С другой стороны, как при других изобретениях из области оптики, сыграло свою роль прилагательное, обычно связываемое со словом «линза» и совершенно неправильно характеризующее ее действие — «собирательная». Действие такой линзы обычно представляется таким, как показывает фиг. 17, и создается представление, что после преломления лучи выходят узкими «направленными» пучками.

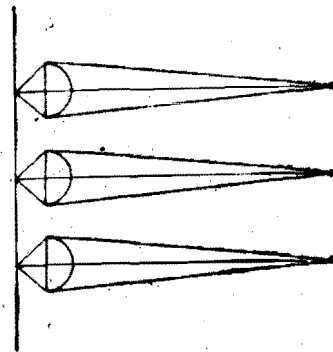
Определим точнее слова «идеально рассеивающий» и «направленный», так как здесь имеет место некоторая неопределенность.

Идеально рассеивающим источником называется источник, каждая точка которого излучает по закону Ламберта, т. е. по всем направлениям с одинаковой яркостью; кроме того, яркость всех точек его поверхности одинакова. Если поверхность источника не излучает по указанному закону, он является направленным. Эта направленность тем сильнее, чем быстрее происходит падение яркости по мере увеличения угла между направлением луча и направлением нормали к поверхности в данной ее точке.

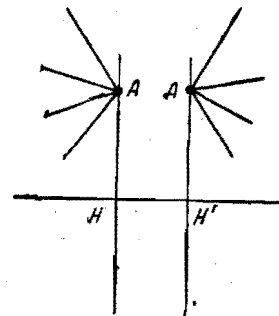
В вопросе о направленности пучков существенным, даже основным, является размер источника и его расстояние до точки S , по отношению к которой определяется направленность. Если источник мал, а точка S расположена далеко от него, источник представляет собой по отношению к этой точке точечный источник света, и пучок является предельно направленным, так как из точки S выходит лишь один луч. Если площадь источника бесконечно велика, — предположим для наглядности, что источник плоский, — то все пространство с одной стороны источника является идеально рассеивающим, так как на всякую точку этого пространства падают лучи из всех точек источника с одинаковой яркостью, и она сама превращается в идеаль-

но рассеивающий источник; все точки пространства, находящиеся на плоскости, параллельной источнику, находятся в одинаковых условиях, и поэтому любая плоскость и любая поверхность являются идеально рассеивающими поверхностями.

Рассмотрим теперь воздействие оптической системы на распределение яркости в пучках, на направленность лучков. Пусть H и H' (фиг. 18) — главные плоскости оптической системы. На произвольную точку A на главной плоскости H падают лучи со всех точек источника P , следовательно, со всех направлений. Каждой точке A соответствует точка A' , которая, изображая точку A с двойным



Фиг. 17.



Фиг. 18.

и угловым увеличениями, равными единице, излучает точно так же, как и точка A . То же происходит со всеми точками плоскости H ; плоскость H' представляет собой такой же идеально рассеивающий источник света, как и плоскость P . Таким образом, присутствие оптической системы ничего не изменило в структуре излучения источника света; она лишь несколько ослабляет яркость пучков, так как часть световой энергии отражается, часть поглощается.

Этот вывод остается справедливым независимо от типа и сложности оптической системы, так как он опирается на свойства, общие всем оптическим системам.

Так обстоит дело с идеально рассеянным светом, если источник имеет бесконечно большие размеры. Но этот случай представляет мало интереса: гораздо важнее, так как он часто встречается, — случай источников конечной величины.

Однако легко показать, что последний случай практически сводится к первому. Если источник имеет малые размеры, а оптическая система находится далеко от него, то лишь небольшая часть энергии, излучаемой источником, попадает на оптическую систему,

а главная часть рассеивается по всем направлениям. Следовательно, интерес представляет лишь тот случай, когда система находится в непосредственной близости от источника. Если входной зрачок оптической системы значительно больше, чем источник, так как в него попадает большая часть энергии, излучаемой источником, оказывается возможным получить направленный свет; оптическая система действует в этом случае как объектив микроскопа с большой апертурой, и в большом расстоянии от источника можно получить его значительно увеличенное изображение, излучающее в сравнительно небольшой телесный угол. Но едва ли такое решение вопроса представляет какой-нибудь практический интерес. Этому препятствуют громадные размеры оптической системы.

Если же оптическая система имеет малые размеры и находится в непосредственной близости от источника, то повторяется с незначительными изменениями то, что происходит с бесконечно большим источником.

Таким образом, никоим образом нельзя превратить рассеянный свет в направленный. Аналогия со специальными киноэкранами, отражающими узко направленный свет, весьма поверхностна, так как на эти экраны падают очень узкие пучки света, идущие от объектива проекционного аппарата, находящегося на большом расстоянии от экрана. Эти пучки имеют остро направленный характер, и надо только сохранить этот характер, чего можно легко добиться многими способами.

ГЛАВА III

ГРАНИЦЫ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ И ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

§ 1. Несколько общих соображений

Обычно применяемые биологами, врачами и другими специалистами увеличения при работе с современными микроскопами не превышают 1500—2000. Таких же максимальных чисел придерживаются астрономы, причем в нормальных условиях работы и те и другие пользуются гораздо меньшими увеличениями, порядка 400—600. К этому надо добавить, что за полвека эти скромные числа не обнаруживают заметной тенденции к дальнейшему росту.

Увеличение, естественно,—основное свойство оптических приборов (в частности микроскопов и астрономических труб), служащих для рассматривания и изучения малых или далеких объектов. Для того и созданы эти приборы, чтобы давать увеличение изображения рассматриваемых объектов, и, следовательно, следует стремиться к более и более значительным увеличениям. Эта истина едва ли может вызвать сомнения.

Поэтому нельзя удивляться огромному количеству предложений и изобретений, преследующих цель получения миллионных увеличений путем комбинирования разных оптических деталей: объективов астрономических, микроскопов, окуляров и т. д. Часть этих предложений исходит со школьной скамьи, и в этом случае делает честь своим авторам, свидетельствуя о хорошем усвоении элементарного курса оптики. Действительно, с помощью нескольких объективов и окуляров можно получить миллионные и миллиардные увеличения, и притом бесчисленным числом способов, что открывает для изобретателей широкие возможности.

Разумеется, и сами астрономы и микроскописты делали нередко попытки применять очень большие увеличения, тем более что они осуществляются простой заменой окуляра сильным микроскопом:

такой простейший прием позволяет получить увеличения в 50—100 000 раз. Велись систематические работы по определению наиболее выгодных увеличений, и путем длительных и кропотливых исследований астрономы пришли к выводу, что числа, характеризующие оптимальные увеличения, зависят от многих причин, в частности от диаметра объектива, от состояния атмосферы, от рассматриваемого объекта и в довольно малой степени от качества самого оптического инструмента. Эти числа невелики и колеблются в пределах от 200 до 800 для самых больших инструментов. Применение больших увеличений бесполезно. Оно приводит лишь к уменьшению поля зрения, яркости и резкости рассматриваемой картины. Не исключено, впрочем, появление новых подробностей в изображении; но мы увидим дальше, что эти подробности никакого отношения к наблюдаемому предмету не имеют.

Какие причины вызывают эти прискорбные результаты? Рассмотрим прежде всего две из них, кажущиеся наиболее естественными: влияние движений атмосферы и уменьшение яркости изображения.

Колебания воздушных слоев, вызываемые ветром, создают подобие подвижных воздушных линз переменного фокусного расстояния; вследствие их влияния изображения звезд и других небесных светил не остаются неподвижными, а колеблются и выходят из фокуса окуляра. При больших увеличениях колебания и нерезкости еще больше растут, и наступает момент, когда дальнейший рост увеличения не только не улучшает различимость деталей, а только ухудшает ее.

Единственная возможность ослабить влияние атмосферы — строить обсерватории на горах. При этом принимаются во внимание и климат и состояние облачности; в качестве примера можно привести наиболее крупные американские обсерватории Моунт-Вильсон и Моунт-Паломар, построенные на высоте от 1 200 до 1 500 м над уровнем моря. В нашей стране построена обсерватория на Кавказе, близ Абастумана, на высоте 2 000 м.

Вторая причина, которой иногда пытаются объяснить плохую видимость, получающуюся при сверхбольших увеличениях, — ослабление яркости изображения, вызываемое такими увеличениями.

Действительно, когда невооруженный глаз рассматривает ночью какой-нибудь предмет, в частности небесное светило, размеры диаметра глазного зрачка Δ колеблются в пределах от 3 до 8 мм. Если перед глазом поставить диафрагму с круглым отверстием, диаметр которого равен Δ_1 ($\Delta_1 < \Delta$), освещенность сетины уменьшается в $\left(\frac{\Delta_1}{\Delta}\right)^2$ раз, что вытекает из соответствующего уменьшения потока. То же происходит, если перед глазом находится теле-

скопическая система; роль диафрагмы исполняет выходной зрачок системы; из свойств телескопических систем вытекает, что диаметр выходного зрачка в γ раз меньше диаметра объектива, где γ — увеличение системы.

Возьмем для примера большой рефрактор Пулковской обсерватории, имеющий диаметр 80 см и фокусное расстояние 14 м. Применим в качестве окуляра микроскоп с увеличением 1 000. Это значит, что фокусное расстояние его будет $\frac{250}{1000} = 0.25$ мм. Увеличение всей

системы будет $\frac{14000}{0.25} = 56\,000$. Диаметр выходного зрачка $\frac{800}{56\,000} = 0.015$ мм, т. е. он будет в $\frac{8}{0.015} = 200$ раз меньше нормального зрачка глаза; световая энергия, достигающая сетины, будет в $200^2 = 40\,000$ раз менее, чем при отсутствии оптической системы (причем потери в системе не приняты во внимание).

Как скажется это огромное уменьшение освещенности сетчатки? Только что выведенное число подавляюще велико. Однако мы покажем сейчас, что с этим уменьшением яркости можно было бы во многих случаях примириться.

Небесные светила делятся на две категории: на звезды, расстояние до которых так велико, что даже после увеличения в тысячи и десятки тысяч раз они все кажутся точками, и на светила с заметным угловым диаметром (Солнце, Луна, планеты, кометы, туманности).

В первом случае источник света можно считать «точечным» (это единственный в приложениях оптики случай точечного источника), и весь поток, падающий в объектив трубы параллельным пучком, выходит из нее практически параллельным, и, если выходной зрачок трубы меньше, чем глазной зрачок, весь попадает в глаз. Если мы обозначим через D диаметр объектива, Δ_1 — диаметр выходного зрачка, Δ — диаметр глазного зрачка, то кажущаяся яркость B' звезды будет относиться к ее истинной яркости B , как отношение $\left(\frac{D}{\Delta_1}\right)\left(\frac{\Delta_1}{\Delta}\right)^2 = \left(\frac{D}{\Delta}\right)^2$, не зависящее от величины диаметра выходного зрачка трубы.

Таким образом, яркость звезды, рассматриваемой через трубу, от увеличения не зависит, а зависит только от отверстия объектива.¹ Значит, сверхсильные увеличения не приводят к каким-нибудь неприятным явлениям со стороны яркости изображения.

Во втором случае, когда мы в трубу рассматриваем светила с

¹ Это относится к случаю, когда $\Delta_1 < \Delta$, что всегда имеет место при очень больших увеличениях.

видимым угловым диаметром, согласно общей теории геометрической оптики, яркость изображения равна яркости предмета,¹ пока глазной кружок заполнен светом. Но как только увеличение достигает той величины, при которой зрачок выхода трубы равен главному зрачку, начинается уменьшение видимой яркости, которая уменьшается обратно пропорционально диаметру выходного зрачка. Некоторые светила, как Солнце и даже планеты и Луна, имеют такой запас яркости, что уменьшение ее в тысячи раз (а для Солнца в миллионы раз) дает еще вполне достаточно яркое изображение. Таким образом, можно было бы допускать увеличения в несколько тысяч раз и все же рассматривать изображения с достаточной ясностью. И лишь слабые светила, как кометы и туманности, не позволяют применять сверхбольших увеличений по соотношениям яркости.

Итак, мы пришли к заключению, что для астронома ослабление видимой яркости светил — по крайней мере в подавляющем числе случаев — не служит препятствием к сверхбольшим увеличениям.

То же самое можно сказать и про микроскописта, так как последний в настоящее время располагает такими мощными источниками света, что он может себе позволить увеличения порядка десятков и даже сотен тысяч раз, не страдая от недостатка света.

Можно было бы еще попытаться объяснить наличие границы полезного увеличения абберациями оптических систем, но легко показать на примере параболических рефлекторов, вполне исправленных от абберации при условии хорошего изготовления² и все же страдающих от указанного выше недостатка, что это объяснение неверно.

Итак, мы исчерпали все возможности объяснения бесполезности сверхбольших увеличений, оставаясь в рамках геометрической оптики, и выяснили, что настоящая причина этого катастрофического для познания природы явления лежит в чем-то другом.

В середине прошлого столетия известный французский физик Фуко произвел ряд опытов с оптическими приборами. Фуко рассматривал через зрительные трубы, обладающие различными диаметрами объективов, специальные рисунки (тест-объекты) в виде черных полос, нанесенных на белый фон. Эти рисунки рассматривались с разных расстояний, причем Фуко увеличивал расстояние до тех пор, пока изображения полос сливались в сплошной серый фон. В этот момент труба перестает «разрешать» полосы. Угловое рас-

¹ Это легко получить из сопоставления формулы, выражающей постоянство потока $\Phi = \Phi' = B s \pi \sin^2 u = B' s' \pi \sin^2 u'$, и закона Лагранжа — Гельмгольца $s \sin^2 u = s' \sin^2 u'$, откуда $B = B'$.

² Предполагается, что изображение наблюдаемого объекта находится на оптической оси параболического рефлектора.

стояние между двумя соседними полосами, видимое из объектива трубы, называется наименьшим разрешаемым углом.

Фуко пришел к следующим выводам:

1. Всякой трубе соответствует определенный наименьший разрешаемый угол α .

2. Этот угол α не зависит от увеличения трубы.

3. Угол α связан только с диаметром объектива трубы и изменяется обратно пропорционально ему, согласно формуле $\alpha = \frac{120}{D}$, где α выражено в секундах, а D — в миллиметрах.

Опыты Фуко производились в лаборатории, и атмосферные влияния были исключены. Тест-объекты освещались достаточно хорошо, и угол α оказался в больших пределах независимым от освещения объекта. Следовательно, перечисленные нами причины не могут объяснить результатов Фуко, и существует еще одно явление, вызывающее нерезкость изображений, даваемых оптическими системами. Это явление — диффракция света в оптических системах.

§ 2. Микроструктура изображения, даваемого оптической системой

Геометрическая оптика, наука об изображениях, даваемых оптическими системами, является по существу отделом чистой математики, основанном на одном понятии — понятии светового луча, одном общем принципе — принципе Ферма о наиболее кратком пути следования луча и одном постулате — о независимом распространении света, на котором основана вся фотометрия. На этой основе построена вся теория изображений, и в значительной степени — теория оптических приборов; как известно, эти теории достаточно хорошо оправдываются фактами, если оставаться в пределах довольно общих явлений и не увлекаться слишком тонкими экспериментами, как, например, рассматриванием звезд или микробов при сверхбольших увеличениях.

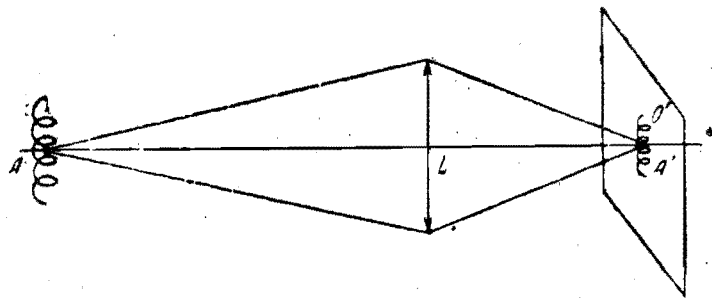
Как ни малы расхождения между результатами теории и опыта, они все же указывают на неточность в основах теории. Неточным является положение о световом луче; постулат о независимом распространении лучей тоже подлежит более тщательному рассмотрению.

Геометрическая оптика рассматривает луч как математическую линию или бесконечно тонкую трубку, несущую некоторую энергию. Такая фикция была необходима для построения теории; без нее возникли бы настолько серьезные математические трудности, что вряд ли удалось бы их преодолеть, и теория изображений вовсе не уви-

дела бы света. Правильнее строить простую, хотя бы и не вполне строгую теорию, а потом путем добавлений и поправок исправить дефекты, вытекающие из-за неточности основных положений.

Для дальнейшего нам потребуется произвести несколько простых опытов. Для этого понадобятся небольшой кусочек тонкого картона (или металлической фольги, свободной от отверстий), лезвие от безопасной бритвы, швейная иголка, сильная положительная линза с фокусным расстоянием 2—5 см.

Особое внимание следует обратить на источник света. Он должен быть одновременно очень маленьким (порядка сотых долей милли-



Фиг. 19.

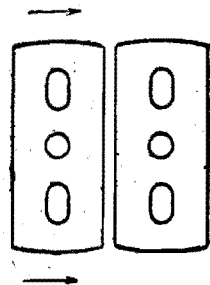
метра) и ярким, так как его придется рассматривать при помощи весьма тонких, а следовательно, маломощных пучков. Самым лучшим источником является изображение Солнца в хорошо отполированном шарике подшипника диаметром в 2—4 мм. Такое изображение, как легко подсчитать, имеет диаметр 0.005—0.01 мм, и яркость его во много раз больше, чем всякого другого, легко доступного источника (яркость Солнца — 120 000 стильб; яркость нити лампы накаливания — 300—600 стильб, в 400—200 раз меньше); но Солнцем нельзя располагать по своему усмотрению, что сильно мешает опытам.

Хорошим источником может служить следующее приспособление (фиг. 19). Источник света А (нить лампы накаливания, в крайнем случае пламя керосиновой лампы) проектируется с помощью сильной собирающей линзы L на кусок тонкого картона или фольги, в которой с помощью кончика швейной иголки сделано очень малое (желательно, не более 0,1 мм) отверстие O'. Изображение O' не должно быть сильно уменьшенным, для чего линза L должна находиться довольно близко от лампы; необходимо, чтобы отверстие в картоне было заполнено светом. При установке надо

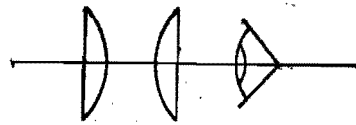
следить за тем, чтобы на отверстие ложилось изображение нити, покрывая его со всех сторон. Такой источник можно считать точечным при условии, что наблюдатель будет на расстоянии нескольких метров от отверстия O'.

Примечание. Для случая слабых источников, как пламя керосиновой лампы, необходимо сделать отверстие больших размеров, иначе нехватит света. К сожалению, увеличение отверстия скажется на чистоте явления.

Более яркие картины можно получить, заменяя точку щелью, но для этого надо располагать либо вакуумной электрической лам-



Фиг. 20.



Фиг. 21.

пой накаливания с прямой нитью, либо керосиновой лампой с плоским фитилем, причем плоскость фитиля должна содержать ось проектирующей линзы. Щель вырезывается в картоне или в фольге лезвием бритвы или еще лучше осуществляется с помощью двух лезвий, одно из которых может передвигаться, оставаясь параллельным самому себе (фиг. 20). Этим достигается возможность менять ширину щели, что позволяет судить о влиянии ширины щели на рассматриваемое явление.

Для рассматривания дифракции, даваемой оптической системой, нам понадобится еще какая-нибудь телескопическая система. Подойдет любой бинокль (театральный или полевой) или зрительная труба. Если этих приборов не окажется, можно легко изготовить самому трубу; в качестве объектива можно взять очковое собирающее стекло от 2 до 4 положительных диоптрий (для дальнего зоркого); в качестве окуляра — сильную положительную линзу в 2—3 см фокусного расстояния (еще лучше изготовить окуляр из 2 линз в 3—4 см фокусного расстояния каждая, ставя их, как показано на фиг. 21). Линзы оправляются картоном и вставляются в две трубы, одну — длинную для объектива, другую — корот-

кую для окуляра, с таким расчетом, чтобы была возможна фокусировка на далекие и на близкие расстояния.

Такая труба, при условии диафрагмирования отверстия объектива до 2—3 см в диаметре, позволяет получить недурные изображения небесных светил. Можно наблюдать лунные цирки, Юпитер и четыре его спутника, фазы Венеры, туманности Андромеды, Ориона и др. При фокусном расстоянии объектива в 50—100 см и хороших атмосферных условиях можно на Сатурне рассмотреть если не кольца, то, по крайней мере, неясной формы образования, замеченные впервые в трубе приблизительно такого же качества Галилеем. Как известно, Галилей умер, так и не выяснив, что это были за образования. Причиной этой неудачи нужно считать явление, к экспериментальному изучению которого мы теперь приступаем, а именно дифракцию.

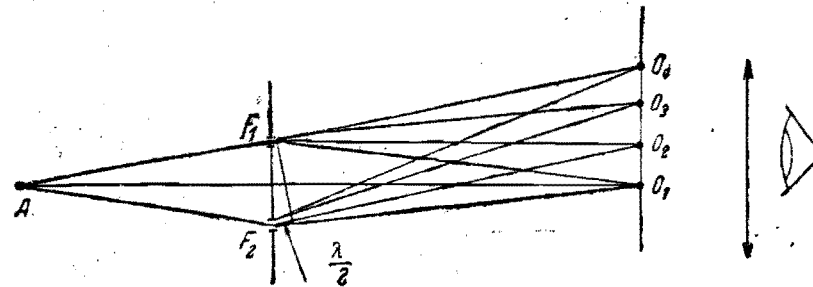
Дифракция обнаруживается при следующем простейшем опыте. Если посмотреть на светящуюся точку, изображение Солнца, полученное описанным выше путем, в хорошо отполированном шарике подшипника,¹ помещая перед глазом кусок картона с малым отверстием (не более 0,1 мм), то вместо точки видно будет большое белое круглое пятно, окруженное кольцами, попеременно светлыми и темными. Если рассматривать точку через отверстия различной величины (о величине отверстий можно судить, рассматривая их на ярком фоне неба или хорошо освещенного белого листа бумаги) в сильную лупу, то величина пятен и колец меняется, причем меньшему отверстию соответствуют большие размеры пятна и колец. Теперь не трудно понять, почему не резко изображения, рассматриваемые при сверхбольших увеличениях, т. е. при весьма малых отверстиях выходного зрачка, так как то, что мы видели, есть не что иное, как изображение точки в приборе (глаз) с очень малым зрачком.

Несколько слов о теории наблюдаемого явления. Сущность этой теории может быть показана на очень простом опыте Юнга, который может быть воспроизведен следующим образом. В куске тонкого картона или фольге лезвием бритвы вырезаются две тонкие параллельные щели. Толщина щелей не более 0,1 мм, расстояние между ними 0,2—0,3 мм. Через эти щели рассматриваем светящуюся точку или, лучше, щель (в последнем случае больше света), причем

¹ Другие источники, описанные выше, значительно слабее, однако при большой аккуратности и терпении можно получить хорошие результаты. В случае, если с точкой опыт не удастся, что может случиться при слабых источниках света, следует заменить точку в фольге щелью, освещать ее изображением нити лампы или другим источником и рассматривать ее через щель толщиной не более 0,1—0,3 мм.

направление двух параллельных щелей должно быть параллельно направлению щели — источника света. Мы видим частые полосы, попеременно яркие и темные, параллельные общему направлению щелей. Чем меньше расстояние между параллельными щелями, тем шире кажутся полосы.

Объяснение, высказанное впервые Френелем, заключается в следующем. Каждая точка источника испускает колебания, распространяющиеся по всем направлениям, аналогично тому, как камень, бро-



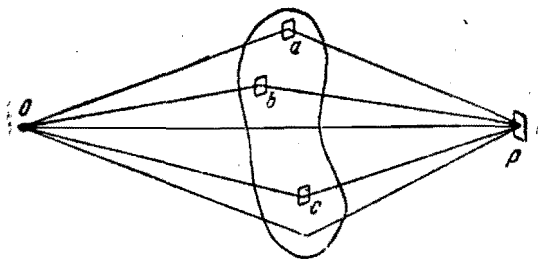
Фиг. 22.

шенный в воду, вызывает на поверхности ее появление волн, распространяющихся по окружностям, центром которых является точка падения камня. Каждая точка, до которой докатилась волна, сама приходит в колебательное движение и передает колебание всем точкам, окружающим ее. Путем такой передачи от точки к точке происходит распространение волнового движения. Важно отметить, согласно Гюйгенсу, что каждая точка сама становится источником колебаний.

Предположим далее, что с помощью экрана с двумя тонкими щелями мы поглотили все колебания, за исключением тех, которые проходят через две узкие щели экрана. Эти две щели с того момента, как колебательный импульс их достигает, становятся самостоятельными источниками, возбуждаемыми (или поддерживаемыми) одним и тем же источником. Любая точка, находящаяся за экраном, получает в каждый момент два колебательных импульса одинаковой амплитуды, если щели имеют одинаковую ширину. В тех точках, где фазы обоих колебаний одинаковы или отличаются на целое число длин волн λ , импульсы складываются, наблюдается свет (см. на фиг. 22 точки O_1 , O_3); там, где разность фаз равна половине или целому числу волн плюс половина, импульсы вычитаются, и их сумма равна нулю, т. е. наблюдается темнота (точки O_2 , O_4).

Простой расчет показывает, что наблюдаемые полосы (полосы Френеля) отстоят друг от друга на равные величины; ширина этих полос обратно пропорциональна расстоянию между щелями ($F_1 F_2$) и пропорциональна длине волны колебания λ и расстоянию точки до щелей. Поэтому эксперимент с отверстиями тем эффективнее, чем теснее расположены щели. Источник и щели должны быть весьма узки, в противном случае картина размывается.

Необходимо отметить, что описанное явление, известное под названием интерференции, получается только при том условии, когда



Фиг. 23.

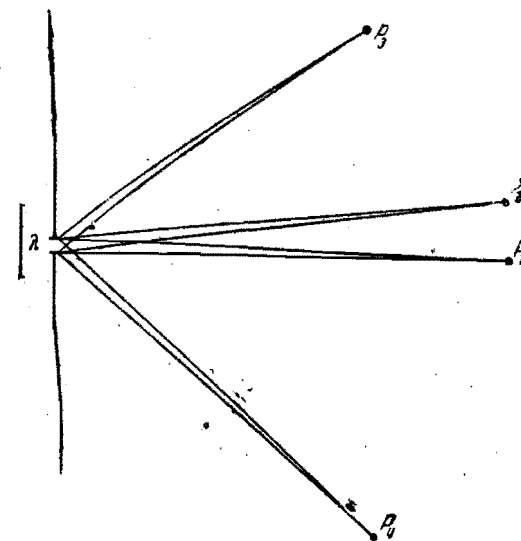
два источника F_1 и F_2 колеблются при постоянном во времени отношении фаз, как говорят «когерентны»; поэтому их приходится возбуждать одним и тем же первичным источником, в данном случае точкой A .

Два некогерентных пучка, падая на одну и ту же площадку, вызывают на ней освещение, равное сумме взятых в отдельности освещенностей от каждого пучка. В жизни мы встречаемся почти исключительно с такими некогерентными пучками. Поэтому явление интерференции наблюдается лишь в исключительных, искусственно вызванных случаях.

Смелым обобщением, блестяще оправдавшимся на практике, Френель расширил свое объяснение явления интерференции и указал следующий способ вычисления освещенности любой бесконечно малой площадки (P на фиг. 23; в дальнейшем будем для краткости называть ее точкой), вызываемой точечным источником света O , когда пучок, идущий от точки, ограничен, что всегда происходит на практике: колебательное состояние точки P , — точнее, его амплитуда, квадрат которой определяет мощность, проходящую через точку, — получается в результате сложения всех импульсов, доходящих до точки P одновременно. Эти импульсы вызываются всеми элементами (a, b, c, \dots) поверхности, ограниченной контуром S , внутри которого проходит свет. Они приходят в точку P в различ-

ных фазах, и сложение производится с учетом фаз. Выбор поверхности произволен.

Хотя принцип Гюйгенса — Френеля (так принято называть сформулированное выше правило) прост по идее, но он приводит к чрезвычайно громоздким вычислениям, даже в самых простых случаях.



Фиг. 24.

Рассмотрим несколько таких практически важных случаев, ограничиваясь при этом лишь теми, которые представляют интерес для нас. Мы всегда будем предполагать, что источником света является точка на большом (по сравнению с размером отверстия на экране) расстоянии от отверстия экрана или от входного зрачка оптической системы.

1. Отверстие на экране крайне мало (малые доли длины волны — порядка десятой доли микрона или меньше). Тогда колебания от источника приходят на отверстие в одной фазе и в виду очень малых размеров отверстия (фиг. 24) доходят до любой точки (P_1, P_2, P_3, \dots) без заметной разности фаз; поэтому нигде нет компенсации одних импульсов другими, и все пространство с правой стороны от экрана заполнено светом, как если бы само отверстие было источником света, что, впрочем, вытекает из принципа Гюйгенса. Никакого изображения здесь нет.

Точно такой же эффект дает крайне малая точка (тех же размеров, что и отверстие в экране), освещенная издали точечным источником света. Этот случай крайне важен, — на нем основана ультрамикроскопия.

2. Второй, стоящий особо случай важен для теории микроскопа. Это случай решетки, т. е. ряда параллельных прямых одинаковых штрихов, нанесенных на плоскую поверхность стеклянной пластинки на равных расстояниях друг от друга. Число штрихов на миллиметр велико (несколько сотен). Если на нее падает когерентный пучок света, то лучи рассеиваются решеткой по всем направлениям и интерферируют друг с другом. При этом световая энергия распространяется лишь по таким направлениям, для которых фазы равны или отличаются на целое число периодов (фиг. 25).

На фиг. 25 показан случай, в котором между соседними лучами разность фаз равна периоду, разность хода равна одной волне. Этому направлению пучка соответствует спектр. В результате из решетки выходят несколько пучков, разложенных в спектр. Нулевой спектр перпендикулярен плоскости решетки; спектры первого порядка, образуемые пучками, разность фаз которых равна одному периоду, рассеиваются веером из параллельных монохроматических пучков по обе стороны от нулевого; под все большими и большими углами выходят спектры второго, третьего и так далее порядка.

Таким образом, решетка по своему действию на падающий на нее параллельный пучок напоминает призму, но дает не один, а несколько спектров.¹

Если за решеткой стоит объектив, пучки собираются в фокальной плоскости объектива в виде плоских спектров, причем число последних тем больше, чем больше угол, под которым объектив виден из центра решетки.

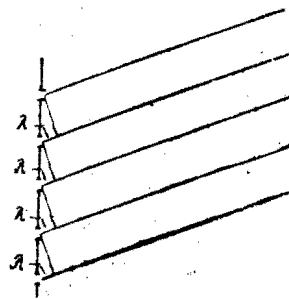
3. Третий случай, противоположный первому и имеющий лишь теоретический интерес, неосуществим; это случай ничем неограниченного пучка, излученного точкой, светящейся по всем направлениям. Если эта точка находится в фокусе сплошного эллиптического зеркала, то во втором фокусе эллипса образуется ее изображение в виде точки без всяких дифракционных колец. К сожалению, такого идеального изображения нельзя увидеть, так как для того, чтобы его рассмотреть, пришлось бы нарушить каким-то образом цельность зеркала или нарушить ход лучей в нем, — тогда диффракция неизбежно появится.

¹ Как показывает элементарная теория дифракционной решетки, число спектров равно постоянной решетки d , деленной на длину волны λ .

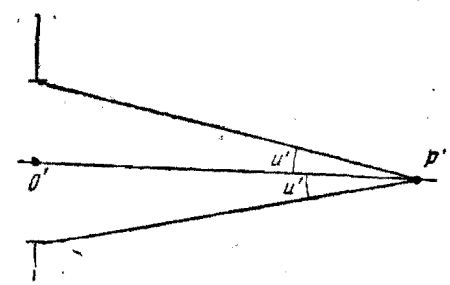
Первый случай относился к чистой диффракции, во втором диффракция была целиком исключена.

Нормальные случаи являются промежуточными между двумя предыдущими. Изображение существует, но оно весьма своеобразно: оно значительно отличается от того, к которому мы привыкли на основании курсов геометрической оптики.

Изображения в том смысле, в котором мы их понимаем в геометрической оптике, становятся все резче по мере того, как мы



Фиг. 25.



Фиг. 26.

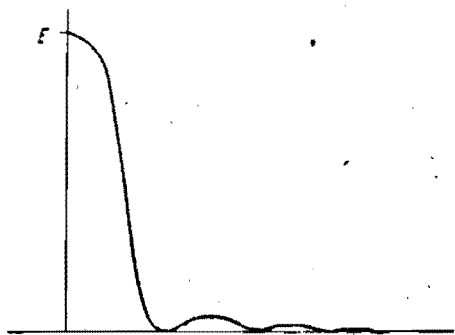
уменьшаем диаметр входного зрачка. На самом деле, вследствие диффракции происходит обратное. Рассеяние лучей увеличивается по мере уменьшения зрачка; при очень малых отверстиях пучка изображение точки превращается в большое пятно, окруженное сложной дифракционной картиной. Вид этой картины зависит от формы и величины входного зрачка; на нее также влияют те или иные предметы, находящиеся на пути лучей. Например, тонкие тяжи, которыми закрепляется плоское ньютоновское зеркало рефлекторов, влияют на вид изображений звезд, придавая последним ряд хвостов, направленных в разные стороны от центрального пятна. Частая сетка, расположенная перед объективом, заметно рассеивает свет, и изображение получается вялое. Этим пользуются фотографы для получения «мягких» снимков.

Наиболее распространенная форма входных зрачков оптических систем — это форма круга. Теория и эксперимент показывают, что в этом случае изображение точки (при отсутствии aberrаций) имеет вид круглого светлого пятна, окруженного кольцами попеременно светлыми и темными. Радиус r этого центрального пятна может быть определен по формуле:

$$r = \frac{3.8}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{\sin u'} = 0.61 \frac{\lambda}{\sin u'}, \quad (11a)$$

где λ — длина волны рассматриваемого пучка, u' — угол, под которым радиус выходного зрачка виден из изображения точки P' (фиг. 26).

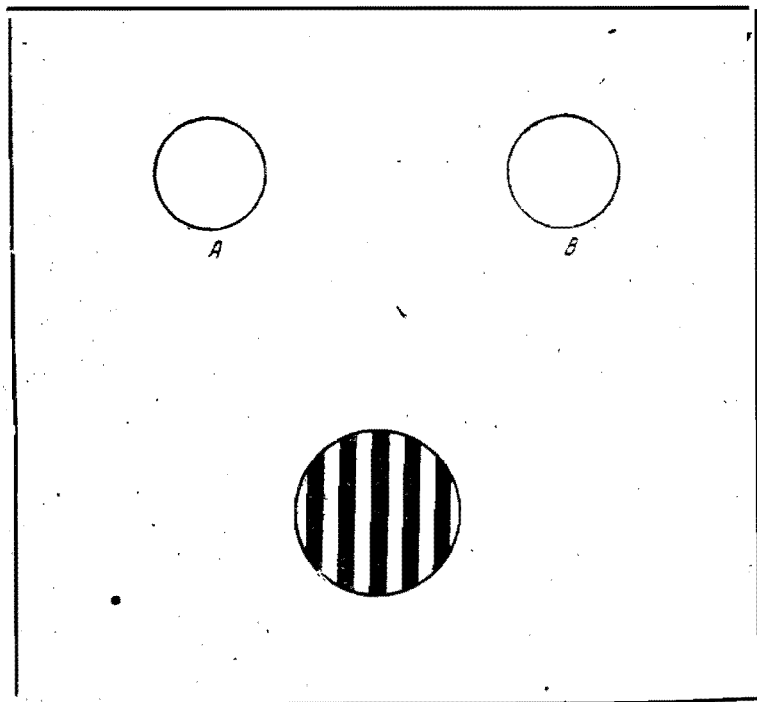
Распределение освещенности по прямой линии, проходящей через центр изображения, имеет вид, показанный на фиг. 27. Если входной зрачок имеет вид квадрата, то изображение точки имеет вид центрального квадратного пятна, окруженного другими, значительно более слабыми квадратами.



Фиг. 27.

Замечательная картина получается в том случае, когда входной зрачок имеет вид двух кругов, находящихся на некотором расстоянии друг от друга (фиг. 28, наверху). Картина такая же, как для случая одного круга, но она испещрена темными, тесно расположенными линиями, перпендикулярными линии, соединяющей центры кругов (фиг. 28, внизу). Эти полосы имеют характер полос Юнга для случая интерференции, и законы, управляющие расстоянием между ними, такие же, какие Френель установил для полос Юнга (стр. 50). Здесь роль щелей исполняют два кружка A и B (фиг. 28). Этот эффект может быть осуществлен с помощью описанного выше самодельного набора, правда, в ином варианте, не требующем слишком ярких источников. Источником служит тонкая щель (0.1—0.3 мм), освещенная изображением нити или спирали электрической лампы, в крайнем случае фитиля керосиновой лампы (как на фиг. 19). В зрительной трубе (стр. 49) на объектив ставится крышка с двумя прорезями (фиг. 29), рассчитанными так, чтобы их изображение уместилось целиком на зрачке глаза и толщина изображения каждой прорези не превышала 0.3—0.4 мм. Щели должны быть параллельны источнику.

Труба, особенно если увеличение большое, должна быть закреплена неподвижно. Опыт требует терпения и аккуратности; зрительная труба должна быть правильно отфокусирована, т. е. изображения щели, образуемые обеими прорезями, должны со-



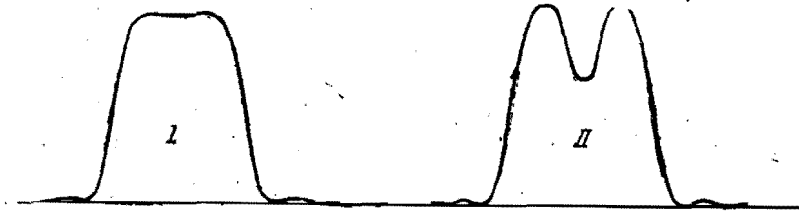
Фиг. 28.

впадать. Тогда в трубе видно изображение щели, испещренное тонкими темными полосами интерференции.

Этих примеров достаточно, чтобы убедиться в громадном разнообразии, которое представляют картины дифракционных изображений при различных формах входного зрачка. При этом аберрации не приняты во внимание: предполагается, что они отсутствуют; последнее, впрочем, вполне законно, когда мы рассматриваем такие системы, как астрономические рефлекторы или микроскопы высокого качества, и не законы для фотографических объективов; эти системы, удовлетворяющие одновременно условиям большой

§ 3. Разрешающая сила оптических систем

Оптические системы вследствие своих ограниченных размеров и вызванного ими явления дифракции искажают изображение точки. Но точка является элементом, из совокупности которых состоит любой предмет, рассматриваемый в оптическую систему. Если точка изображается неверно, то и всякий предмет также будет изображаться в искаженном виде. Рассмотрим, например,



Фиг. 30.

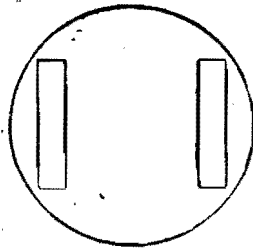
как будет изображаться наиболее простой предмет после точки — две точки одинаковой яркости, например две звезды одинаковой величины (астрономы понимают под словом «величина звезды» ее яркость).¹ Эти две точки излучают световые пучки некогерентные, т. е. не интерферирующие между собой, а следовательно, чтобы получить освещенность какой-нибудь точки P в фокальной плоскости объектива, через который рассматриваются обе звезды, нужно сложить освещенности, вызванные в этой точке обоими пучками. Эти освещенности, конечно, разные; они берутся из графика фиг. 27, причем принимается во внимание положение точки P относительно центров обоих изображений. На фиг. 30 изображены два графика, представляющие зависимость между суммарной освещенностью и положением точки P на прямой, соединяющей оба центра изображений. Первый относится к случаю, когда расстояние между центрами изображений d меньше радиуса светлого пятна r . Второй относится к случаю, когда $d > r$. В первом случае глаз различает лишь одно сплошное пятно, окруженное кольцами; наблюдателю кажется, что он видит одну звезду. Во втором случае между двумя максимумами имеется заметный провал. Наблюдатель различает, или, точнее, соображает, что имеются две звезды. Говорят, что объектив разре-

¹ Точнее величину, характеризующую освещенность, вызванную звездой, на поверхности Земли.

светосилы и значительного угла поля зрения, не могут быть хорошо исправлены в отношении аберраций.

Все эти выводы с большой легкостью могут быть проверены на опыте с помощью простейшего описанного выше набора оптических деталей. При некоторой аккуратности и изобретательности можно добиться изумительных по красоте и разнообразию эффектов.¹

Изображение точки при круглом отверстии следует наблюдать, закрывая объектив фольгой с отверстием, сделанным швейной



Фиг. 29.

иглой или гвоздем с круглым основанием 0.5—2 мм. Пятно дифракции будет видно под углом 8—2'. При увеличении трубы в 10 раз оно будет казаться под углом 80—20', т. е. больше, или порядка диаметра Луны. Такой же опыт можно проделать с двумя квадратными отверстиями в 1 мм, находящимися друг от друга на расстоянии 10—20 мм. В последнем случае важна правильная фокусировка, признаком которой является полное совпадение двух дифракционных картин, вызванных обоими отверстиями.

Ничего не стоит разнообразить форму, расположение, величину отверстия объектива. Каждый раз получается своеобразная картина, причудливость которой в некоторых случаях не может ни с чем сравниться.

Это изумительное разнообразие дифракционных картин имеет, однако, свои пределы. Как ни подбирать форму, размеры, число отверстий, изображение точки никогда не будет точкой. Лишь увеличение площади отверстия ведет к улучшению изображения в том смысле, что пятно уменьшается, дифракционная картина вся устремляется к одному центру.

¹ Интересующиеся найдут подробности в специальной литературе, например: Р. Вуд. Физическая оптика. ОНТИ, 1936; А. А. Майкельсон. Исследования по оптике, 1929.

шает две звезды. Если $r \leq d$, объектив разрешает, причем r определяется по формуле (11): $r = \frac{0.61 \lambda}{\sin u'}$; если D — диаметр объектива, то $\sin u' = \frac{D}{2f}$, где f — фокусное расстояние объектива. С другой стороны, $d = fa$, где a — угол между двумя звездами, выраженный в радианах. Итак, имеем:

$$d = fa \geq r, \text{ или } fa \geq \frac{1.22 \lambda}{D},$$

откуда

$$a \geq \frac{1.22 \lambda}{D}. \quad (12)$$

Переходя от радианов к секундам дуги уменьшением в 206 000 и заменяя λ длиной волны зеленых лучей ($\lambda = 0.00056$), получаем

$$a'' \geq \frac{140}{D}. \quad (13)$$

Объектив диаметром в 140 мм разрешает две звезды, угловое расстояние между которыми равно не более 1" (при условии, что эти две звезды одной величины). Наш глаз является также оптическим прибором, диаметр отверстия которого колеблется в пределах от 2 (при ярком свете) до 8 (в темноте) мм. Наименьшее разрешаемое расстояние (для случая двух точек) при диаметре 2 мм равно примерно 1'. Впрочем, вследствие особой структуры сетчатки оно и не может быть больше одной минуты; по крайней мере для двух точек (в некоторых особых случаях это наименьшее расстояние доходит до 10").

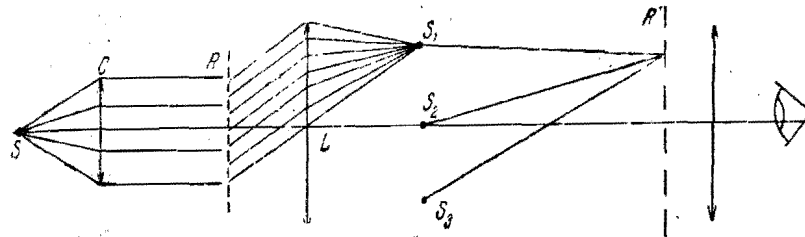
Простой расчет, аналогичный тому, который мы сейчас произвели для объективов зрительных труб, позволяет рассчитать наименьшее разрешаемое линейное расстояние ε для микроскопа. Получаем

$$\varepsilon = \frac{0.61 \lambda}{n \sin u} = \frac{0.61 \lambda}{A}, \quad (14)$$

где u — апертурный угол, образуемый с осью крайним лучом пучка, падающим на объектив микроскопа, а n — показатель преломления среды, в которую погружен объект; величина $A = n \sin u$ называется численной апертурой микроскопа.

Выведенная формула относится только к редко встречающемуся на практике (раскаленные тела) случаю самосветящихся объектов. Обычно приходится иметь дело с объектами, освещенными источником света; в зависимости от типа освещения объект излучает

более или менее когерентные пучки. Вопрос о расчете разрешающей силы в общем случае представляет громадные трудности и до сих пор не решен, но один частный, довольно важный случай, рассмотренный физиком Аббе, имеет простое решение. Он имеет большое принципиальное значение, и его практический интерес далеко не так ничтожен, как в последнее время стало модно утверждать; поэтому стоит несколько остановиться на этой теории. Она относится лишь к объектам тонкой периодической структуры,



Фиг. 31.

к каким принадлежат, например, диатомеи, род мелких водорослей, интересных сами по себе и еще потому, что благодаря чрезвычайной тонкости рисунка их чешуи они служат для оценки качества и разрешающей силы микроскопов.

Для простоты Аббе в качестве объекта рассматривает решетку R (фиг. 31), освещенную когерентным пучком, созданным, например, малым источником света S , помещенным в фокусе коллиматора C . Согласно описанию свойств решетки (стр. 54), в фокальной плоскости объектива L_1 микроскопа создаются дифракционные спектры S_1, S_2, S_3, \dots ; эти спектры играют роль вторичных когерентных источников, интерферирующих между собой; в результате этой интерференции создается перед окуляром картина R' , которая воспринимается, как изображение решетки R . Вычисления показывают, что изображение тем лучше, чем больше имеется спектров в фокальной плоскости объектива; число спектров обратно пропорционально расстоянию между штрихами, и тем больше, чем больше численная апертура микроскопа. Необходимо наличие не менее двух спектров, чтобы была видна структура изображения, позволяющая считать число штрихов. При одном спектре получается серый фон: микроскоп не разрешает решетки. Согласно этой теории, при освещении, перпендикулярном плоскости решетки, наименьшее разрешаемое расстояние равно

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{A}. \quad (15)$$

Если же использовать «косое» освещение, т. е. если параллельный осветительный пучок падает на решетку, образуя угол, равный апертурному углу объектива микроскопа, разрешающая сила вследствие удвоения разности фаз удваивается, т. е.

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{2A}. \quad (16)$$

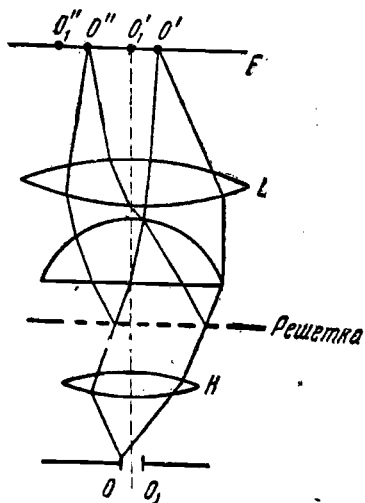
В этом случае наименьшее разрешаемое расстояние чуть-чуть меньше, чем для самосветящихся тел.

Укажем еще, что, если источник света, находящийся в фокусе коллиматора, имеет конечные размеры, результаты теории Аббе остаются в силе. В частности, в случае микроскопа источником света служит отверстие OO_1 ирисовой диафрагмы, находящейся в фокусе конденсатора K , играющего в данном случае роль коллиматора (фиг. 32). «Спектрами» являются изображения $O'O_1'$, $O''O_1''$ и т. д. этого отверстия, даваемые объективом L микроскопа в его фокальной плоскости F , поэтому они имеют вид кругов; спектр, образуемый лучами, прошедшими через решетку прямо, без разности фаз, наиболее яркий и не имеет цветной каймы.

Насколько условно понятие «изображения» предмета, когда прибор работает на пределе разрешающей силы, показывает опыт

Аббе для освещенной решетки, повторенный акад. Манделштамом для самосветящейся решетки с таким же успехом. Если в заднем фокусе объектива поместить несколько тонких полос в том месте, где образуются спектры, можно получить совершенно иные «изображения», например с удвоенным против правильного числом линий.

По теории геометрической оптики эти полосы никак не должны влиять на изображение; но теория Аббе точно объясняет полученные искажения, так как уменьшение числа спектров увеличивает, как в опыте Юнга, число темных и светлых полос.



Фиг. 32.

Покончив с математической, достаточно условной стороной вопроса о разрешающей силе оптического прибора, остановимся более подробно на существовании этого вопроса.

§ 4. Оптимальное увеличение оптических систем

Все предыдущее приводит нас к выводу, что для каждой оптической системы существует оптимальное увеличение; действительно, при слишком малых увеличениях наш глаз не в состоянии различить чересчур малые подробности объекта; при слишком больших увеличениях мы видим лишь размазанную картину, усложненную добавочными дифракционными фигурами, не имеющими никакого отношения к рассматриваемому объекту.

Как подобрать в каждом случае это оптимальное, или полезное, увеличение? Естественно, что это значение наилучшего увеличения должно быть установлено на основании свойств нашего глаза. Нужно использовать все возможности, которыми он обладает. Его наименьшее угловое разрешаемое расстояние — одна минута. Следовательно, можно считать рациональным такое увеличение, при котором наименьшее разрешаемое расстояние после увеличения окуляром будет видно под углом в одну минуту.

Рассмотрим сначала телескопические системы. Пусть α — наименьший разрешаемый угол объектива; он определяется по формуле (13): $\alpha'' = \frac{140}{D}$. Увеличение системы, через которую α

виден под углом в $60''$, равно $\gamma = \frac{60}{\alpha} = \frac{60D}{140} = \frac{D}{2.3}$, откуда мы получаем такое простое правило: наиболее рациональное увеличение телескопической системы то, при котором выходной зрачок трубы имеет диаметр 2.3 мм.

Действительно, диаметр выходного зрачка $D' = \frac{D}{\gamma}$; следова-

тельно, $\gamma = \frac{D}{D'}$, и $D' = 2'.3$. Округлим последнее число до 2 мм.

При таком увеличении выходной зрачок телескопической системы одинаков с глазным зрачком (в условиях дневного освещения); при этом достигаются сразу два преимущества: мы имеем максимальное увеличение, при котором дифракционное изображение точки еще видно, как точка, и, во-вторых, мы имеем наибольшую возможную яркость изображения для всей совокупности небесных светил (стр. 45), так как при меньшем увеличении страдает яркость звезд, а при большем — яркость планет, комет и других светил, видимых под углом, отличным от нуля.

Например, полезное увеличение для объектива большого реф-

рактора Пулковской обсерватории равно $\frac{800}{2} = 400$ раз. Для объектива бинокля с 30 мм отверстием — полезное увеличение *15.

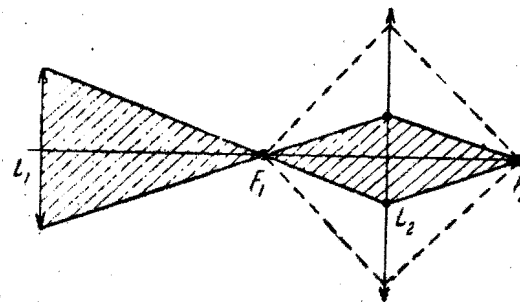
От указанного правила на практике отклоняются и в ту и в другую сторону. Когда желательно от прибора «выжать» все, что он может дать, приходится идти на большие увеличения, чем следует по правилу. Удвоение, даже в некоторых редких случаях учетверение рациональных значений может принести пользу, так как оно облегчает работу различения, позволяя глазу работать с меньшим напряжением. Астрономы часто прибегают к такой мере, которая, если применяется без достаточных предосторожностей, может привести к неправильным выводам. Переоценивая возможности своего прибора, астроном нередко склонен принять за реальность картину, вызываемую дифракцией и другими оптическими обманами. Многие открытия на поверхности Луны и планет отошли в область преданий, как только появлялись более мощные, т. е. с большим диаметром объектива, инструменты. Особенно поучительна история открытия «каналов» на Марсе. Эти «каналы» были открыты в малых трубах и, что особенно любопытно, исчезали по мере того, как наблюдатели переходили к большим и большим объективам. В самых больших трубах никаких каналов не видно. Правда, нельзя утверждать, что появление каналов вызвано именно дифракцией, точная причина этого оптического обмана не известна, но можно думать, что и дифракция сыграла свою роль, так как, пользуясь малой трубой, наблюдатель должен был применять нерационально большие увеличения, чтобы вообще что-нибудь увидеть на поверхности Марса.

Другой пример оптического обмана, вызванного на этот раз безусловно дифракцией, — это «вулкан» на Меркурии, яркое пятно на темном диске планеты, наблюдавшееся во время прохождения ее перед солнечным диском. Опытным путем было показано, что появление яркого пятна вызывается дифракцией и исчезает при достаточно большом диаметре зрительной трубы, через которую наблюдается явление.

Хорошим примером тех ошибок, в которые иногда впадают люди с большим педагогическим и научно-популярным стажем, может служить «ультрателескоп» — изобретение одного советского астронома. Проект «ультрателескопа» был передан автору на отзыв, как нельзя более кстати, в тот момент, когда ему понадобились иллюстрации к настоящей главе, и невозможно было устоять перед соблазном использовать некоторые наиболее яркие положения этого проекта. «Ультрателескоп», по мысли его изобретателя, является прибором, устраняющим три основные, до сих пор не обойденные

преграды, ставящие предел возможностям безграничного увеличения оптических систем. Напомним, что этими преградами являются падение яркости изображения, дифракционные явления в оптических приборах и колебания земной атмосферы.

Автора «ультрателескопа» нельзя упрекнуть в невежестве: он вполне правильно представляет себе, с какими явлениями ему надо бороться, и знает основные формулы, выражающие, как эти явле-



Фиг. 33.

ния влияют на изображение; но он не понимает их существа и неверно применяет.

Вопрос об увеличении яркости он разрешает с помощью «светового мультипликатора», простой линзы большого диаметра L_2 (фиг. 33), образующей в точке F_2 вторичное изображение первичного изображения F_1 , даваемого объективом L_1 . Нам известно, что для звезд увеличение яркости равно отношению $\left(\frac{D}{\Delta}\right)^2$, где

D — диаметр входного зрачка телескопа, Δ — диаметр глазного зрачка. Важно то, что эта формула верна для любой телескопической системы, как бы она сложна ни была (увеличение числа линз лишь увеличивает потери); эта формула есть следствие совершенно общих физических законов, например принципа сохранения энергии; поэтому никакие промежуточные линзы не могут усилить яркость, а, наоборот, ее уменьшают вследствие добавочных потерь, вызываемых отражением и поглощением света в линзе. Изобретатель «ультрателескопа» рассуждает упрощенно, понимая под D диаметр любой промежуточной линзы и предполагая, что, если к системе объектив — окуляр добавить промежуточную линзу диаметром больше диаметра зрачка, она даст дополнительное увеличение яркости по формуле $\left(\frac{D}{\Delta}\right)^2$.

Ошибочность этого ясна из общих положений; но постараемся выяснить, где находятся конкретные ошибки. Таких ошибок две. Рассматривая изображение звезды, даваемое объективом, автор «ультрателескопа» считает его за математическую точку, к которой приложима формула усиления яркости. Но изображение звезды вследствие дифракции представляет кружок, видимый из второй линзы под конечным углом, и к нему формула не может быть применена. Впрочем, если бы даже дифракция отсутствовала и изображение звезды было бы точкой, усиления яркости тоже бы не получилось. Изобретатель «ультрателескопа», приведя на помощь принцип Гюйгенса, полагает, что изображение излучает как самостоятельный источник по всем направлениям, а следовательно, заполняет световой энергией всю линзу L_2 , каков бы ни был ее диаметр. Но принцип Гюйгенса отражает правильно оптические явления лишь с добавлением Френеля, а последнее приводит к тому, что практически вся световая энергия содержится в конусе лучей, содержащихся в апертурном угле α объектива. Этот конус на фигуре заштрихован. На остальную часть линзы падает настолько ничтожная часть энергии, что ее во внимание принимать не следует. Таким образом яркость изображения совершенно не зависит от диаметра дополнительной линзы, если только диаметр последней не меньше, чем диаметр светового пучка.

Расправившись с падением яркости, вызываемым очень большими увеличениями, изобретатель «ультрателескопа» с таким же успехом уничтожает дифракционные кольца. Из теории дифракции известно, что последняя вызывается ограничением световых пучков, т. е. тем фактом, что конус лучей имеет конечные размеры, а вовсе не тем, что часть лучей отражается от края металлической оправы, как неправильно представляет себе изобретатель «ультрателескопа» (такое представление объясняется тем, что некоторые курсы физической оптики недостаточно ясно излагают теорию Гуи, согласно которой дифракция вызывается особой волной, проходящей от края диафрагмы или оправы). Автор «ультрателескопа» предлагает уничтожить дифракционные кольца второй диафрагмой из черного картона, поглощающей диффразирующие лучи, идущие от края металлической оправы. На самом деле, картонная диафрагма создает такую же дифракционную картину, как и всякая другая. К тому же устранение дифракционных колец несколько не содействовало бы улучшению разрешающей силы телескопа, так как она ограничивается диаметром центрального пятна, которое никакими ухищрениями не может быть обращено в точку.

Отклонение в сторону меньших увеличений не вызывает опас-

ных последствий. В полевых биноклях, например, увеличения приняты с таким расчетом, чтобы диаметр выходного зрачка колебался в границах 3—6 мм, чем достигаются большая яркость, лучшая устойчивость изображения при колебаниях бинокля относительно глаз наблюдателя и ряд других преимуществ, на которых мы не будем останавливаться, так как они выходят из круга интересующих нас вопросов.

§ 5. Некоторые ошибки микроскопистов

Переходим теперь к микроскопам. Теория разрешающей силы микроскопа сложнее, чем телескопа; это объясняется тем, что предметы, подлежащие рассмотрению через микроскоп, по характеру излучаемых ими лучей более разнообразны, чем небесные светила. Все наблюдаемые в телескоп объекты либо сами светятся (Солнце, звезды), либо посылают отраженный свет (планеты, кометы), либо и то и другое вместе (туманности). Когда мы имеем дело с небесными светилами, то светила, самосветящиеся и светящиеся отраженным светом, принадлежат к одной и той же категории тел — светящихся некогерентно. Действительно, когда мы говорим о двух «соседних» точках такого светила, мы имеем в виду две точки, угловое расстояние которых порядка десятых долей секунды (то, что на пределе разрешения наших самых сильных телескопов). Такие точки на Солнце или на планетах находятся на расстоянии сотен километров, а в туманностях — миллионов, миллиардов и прочих астрономических расстояний.

Тела, рассматриваемые через микроскоп, за редкими исключениями, не бывают самосветящимися; они освещаются. Но они могут освещаться когерентным светом, могут освещаться некогерентно: все зависит от способа освещения. Теоретические и экспериментальные работы, среди которых особенное значение имеют работы наших советских физиков Л. Мандельштама и Д. Рождественского, показали, что когерентность и некогерентность освещения приводят приблизительно к одинаковым результатам при определении разрешающей силы микроскопа, а следовательно, можно пользоваться формулой (14) как основой для вычисления наименьшего разрешаемого расстояния. Исходя из нее, найдем рациональное, полезное значение увеличения микроскопа. Пусть F — переднее фокусное расстояние всего микроскопа. Оно, как легко сообразить, равно $\frac{f}{\beta}$, где f — фокусное расстояние окуляра, а β — линейное увеличение объектива микроскопа. Пусть u — апертурный угол микроскопа. Согласно определению фокусного рас-

стояния, между углом u , радиусом выходного зрачка $\frac{D}{2}$ и F существует соотношение

$$\sin u = \frac{D'}{2F}. \quad (17)$$

Как и для телескопических систем, полезным увеличением следует считать такое увеличение, при котором диаметр выходного зрачка D' равен 2.3 мм, так как эта величина зрачка соответствует разрешающей силе в одну минуту. Следовательно,

$$F = \frac{1.15}{\sin u}.$$

С другой стороны, увеличение микроскопа условно равно $\frac{250}{F'}$

где F' — заднее фокусное расстояние микроскопа, причем $F' = \frac{F}{n}$, где n — показатель преломления иммерсии. Поэтому полезное увеличение микроскопа G_0 равно

$$G_0 = \frac{250n}{F} = \frac{250n \sin u}{1.15} = 220n \sin u = 220A. \quad (18)$$

Итак, рациональное увеличение микроскопа в 220 раз больше его численной апертуры. Так как последняя в самых мощных иммерсионных апохроматах не превышает 1.4—1.5, то мы приходим к выводу, что полезное увеличение микроскопа не превышает 300—350 раз. И здесь, как и в телескопических системах, можно идти на удвоение, даже утроение этих чисел; все же увеличения, превышающие 1000, явно бесполезны и даже вредны: в них дифракционные явления ясно выступают, добавляют свой рисунок к контурам рассматриваемых объектов и являются причиной всяких ошибок и недоразумений.

Вообще плохое знакомство с оптикой приводит не только молодых, неопытных работников, но и ученых с мировым именем к ошибкам, иногда очень крупным. Ряд объектов, имеющих огромный интерес для биологии, зоологии, цитологии (науки о клетке), имеет размеры, лежащие как раз несколько ниже наименьшего разрешаемого расстояния; при умелом обращении с микроскопом эти объекты могут быть обнаружены; но очевидно, что при этом крайне легко быть жертвой оптического обмана. Такие случаи бывали не раз и будут повторяться до тех пор, пока всем работающим с микроскопом не будет ясно, что смотреть изображение в окуляре микроскопа, не зная его теории, так же трудно, как читать книгу на мало знакомом языке.

Несколько примеров таких оптических недоразумений, любезно сообщенных мне проф. Я. Е. Эленгорном, представляют большой интерес. Как было указано выше, косое освещение, получаемое при перемещении в сторону диафрагмы конденсора, может удвоить разрешающую силу, что, конечно, позволяет получить больше подробностей на изображении наблюдаемого объекта, в особенности, если последний имеет периодическую структуру. При таких наблюдениях следует, однако, быть осторожным и не спешить с выводами; никоим образом, однако, не следует поступать так, как рекомендует Беллинг в своей книге «Работа с микроскопом» (Нью-Йорк, 1931), в которой автор среди многих полезных советов настоятельно убеждает избегать косого освещения и для большей верности закреплять намертво с помощью проволоки положение диафрагмы. Впрочем, и такая предосторожность не спасает от всякого рода оптических обманов.

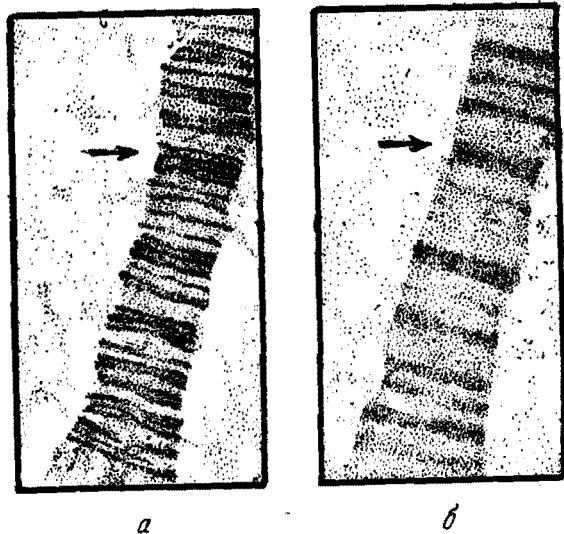
К этой же категории относится предложение одного советского автора (журнал «Растениеводство» за 1932 г.) задиафрагмировать фокальную плоскость объектива, оставляя лишь треть площади выходного зрачка, с тем, чтобы увеличить резкость получаемых снимков. Этот прием уменьшает апертуру микроскопа, а следовательно, при любой структуре предмета уменьшается разрешающая сила объектива, и число различных подробностей убывает. Вероятно, автор пользовался объективом, обладающим большими остаточными aberrациями, и изображение после диафрагмирования стало более «резкими», т. е. освободились от фона и ореолов, создавая ложное впечатление резкости; такой прием допустим только, если структура наблюдаемого предмета очень груба.

В качестве иллюстрации приведем воспроизведение двух микрофотографий (фиг. 34), выполненных Я. Е. Эленгорном с одного и того же участка хромосом слюнных желез мухи *Drosophila melanogaster*. Обе сняты при объективе с численной апертурой 1.3 и линейным увеличением 90; общее увеличение 3000. Снимок *a* сделан обычным путем, т. е. фокальная плоскость объектива вся заполнена светом. Снимок *b* сделан с той же оптикой, но примерно на уровне фокальной плоскости объектива была установлена диафрагма с узким отверстием, которая обусловила значительное сужение численной апертуры объектива (примерно до 0.20).

Это привело к тому, что отдельные диски, которые вполне отчетливо разрешались и видны на рис. *a*, слились между собой на рис. *b* и не видны в отдельности. Особенно характерен участок, отмеченный на обоих рисунках стрелкой.

Насколько переоцениваются возможности микроскопа даже крупными специалистами, показывает статья видного советского бота-

ника, посвященная морфологии хромосом; автор, разработав методу измерения хромосом, на основании зарисовок с помощью аппарата Аббе (прибором, проектирующим изображение на лист бумаги, на которой карандашом наносятся контуры наблюдаемых объектов) приводит величины хромосом с точностью до одной сотой микрона. Автор опирается на статистические методы, которые дают возможность на основании большого числа наблюдений полу-



Фиг. 34.

чать с большой точностью наиболее вероятные значения измеряемой величины. Однако, как ни велик материал, которым пользуется автор, точность, на которую он рассчитывает, явно преувеличена, ибо с помощью самого лучшего микроскопа нельзя определить длины предмета точнее, чем до трети волны, т. е. 0.2 микрона. Следует учесть, что при зарисовках эта точность может только пострадать, а не увеличиться, так как при обведении контуров появляется элемент произвола, т. е. систематическая ошибка, которую даже применение статистических методов не может устранить. Поэтому было бы гораздо осторожнее считать, что величина хромосом, даже на основании большого статистического материала, не может быть точнее определена, чем до 0.1—0.2 микрона.

Чрезвычайно поучительно сравнение двух работ, относящихся

к различным областям, но связанным одной и той же руководящей идеей. Любопытно, что в первой из них автор, применяющий совершенно правильный метод, был осмеян и раскритикован последующими авторитетами; совершенно незаконный прием автора второй статьи не вызвал, повидимому, никаких возражений.

Первая статья, опубликованная еще в 1869 г. молодым ботаником Флегелем в германском «Ботаническом журнале», свидетельствует о глубоком понимании процесса образования изображений, тем более удивительном, что в те годы работы Аббе и других еще не были опубликованы. Изучая рисунки нескольких сортов диатомей, обладающих периодической структурой, он получил ряд ценных сведений о структуре, в частности период ее, не прибегая даже к помощи микроскопов, а рассматривая в зрительную трубу спектры, вызываемые этой структурой. Он достиг такой виртуозности, что полученные им результаты подтвердились только в последние годы, и притом с помощью электронных микроскопов. Флегелем применялся прием сравнения дифракционных картин, вызываемых изучаемой им структурой, с картиной распределения спектров, даваемых другими структурами более крупного масштаба, которые можно рассматривать непосредственно в микроскоп. Подобные между собой структуры, отличающиеся только величиной периода, дают одинаковые по виду спектральные картины, отличающиеся лишь угловыми размерами. Этот прием совершенно законен и может дать больше, чем разглядывание в самые сильные микроскопы, что и подтвердили позднейшие исследования.

Второй автор, Небель, в статье о строении хромосом, опубликованной в 1932 г., описывает прием, с первого взгляда очень похожий на прием Флегеля. Структуры, наблюдаемые им,— слабо окрашенные нити, толщина которых на пределе разрешающей силы,—как-то переплетены между собой. Но как? Чтобы это выяснить, Небель изготавливает из стекла нити, переплетает их различными способами, снимает их обычным фотографическим аппаратом и сравнивает снимки с микрофотографиями, полученными с помощью микроскопа, обращая внимание на распределение света и теней.

Этот прием совершенно не правилен. Нити хромосом создают в микроскопе дифракционные явления, совершенно искажающие микроснимки. Снимки же стеклянных трубок, величина которых настолько велика, что они не создают никакой заметной дифракционной картины, нисколько не похожи на микроснимки. Прием Небеля не правилен, хотя с точки зрения «здравого смысла» он кажется более законным, чем косвенный, но совершенно правильный метод Флегеля.

Очень любопытен случай с диатомеями рода *Nitzschia*. Этот род делится на секции, причем в качестве отличительных признаков пользуются обычно рисунком на наружной поверхности панциря этих диатомей. По расположению и форме штрихов рисунка делается заключение о принадлежности наблюдаемого экземпляра к той или иной разновидности. Но структура этого рисунка очень тонка и лежит на границе разрешающей силы наиболее мощных микроскопов, поэтому техника работы с микроскопом приобретает в этом вопросе огромное значение.

В своей работе¹ проф. Элленгорн показал, что на самом деле все *Nitzschia* имеют одинаковую структуру, и все установленные различными наблюдателями разновидности структур их на самом деле не существуют.

Предоставим слово автору указанной работы: «При определении диатомных водорослей под микроскопом решающее значение имеет строение панцирей их, состоящих из кремнезема. В качестве любопытного примера условности тех микроскопических изображений, которые, как правило, приводятся для структуры этих объектов, можно привести следующее. Род *Nitzschia* характеризуется чаще всего очень длинными и узкими панцирями без центрального шва и наличием особых «кильпунктов». Но, кроме того, поверхность панциря (вероятнее всего, внутренняя) покрыта очень тонкой структурой. Диффракционные спектры всех вообще *Nitzschia*, получаемые в фокальной плоскости объектива микроскопа, в принципе совершенно однотипны. Кроме нулевого максимума, в таких спектрах при соответствующих условиях освещения могут быть обнаружены еще четыре диффракционных максимума первого порядка, расположенных в каждой из четвертей окружности. Подобное строение диффракционных спектров свидетельствует о том, что в общем элементы тонкой структуры, породившей их, расположены в объектах относительно друг друга по углам квадрата. И действительно, для некоторых из водорослей известна тонкая структура их в виде «штрихов», идущих поперек и вдоль панциря и пересекающихся взаимно под прямыми углами.

Однако в целом ряде случаев панцири *Nitzschia* изображаются иначе: на них изображается только система штрихов, идущих поперек панциря, а продольные штрихи отсутствуют; следовательно, вместо «сетки» имеется только поперечная штриховка. В других случаях подобная поперечная «штриховка» изображается таким образом, что «штрих» оказывается состоящим из ряда «то-

чек», а не непрерывным. Наконец, для целого ряда панцирей подобной структуры вообще не удается обнаружить. Все такие структуры имеют, разумеется, свое значение в систематике этих объектов.

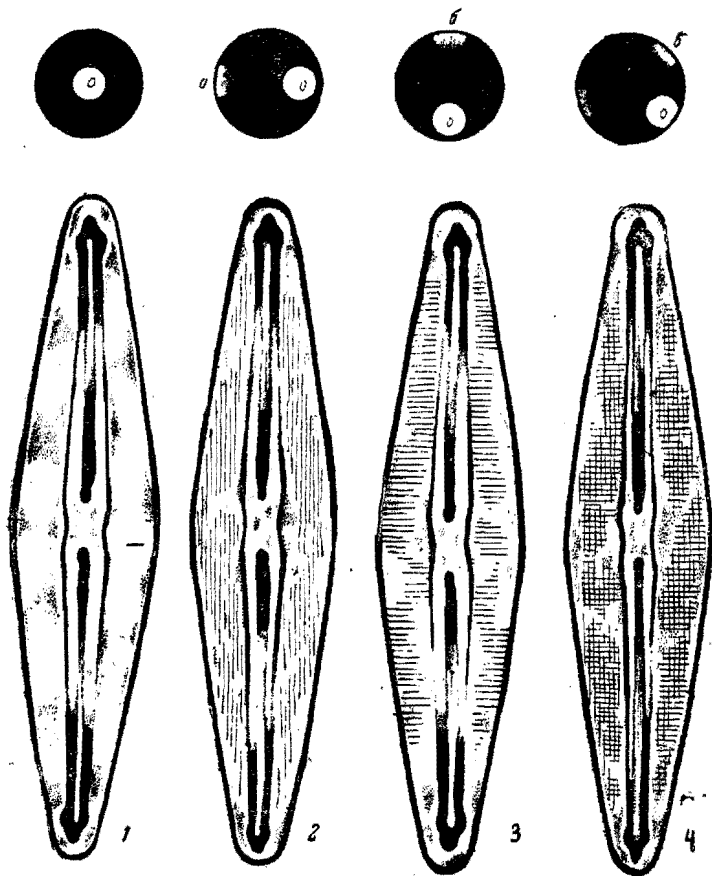
И тем не менее все они основаны на недоразумении. Любая из описанных выше структур может быть получена для любого из панцирей *Nitzschia* и зависит это от того, с какой степенью полноты включены в фокальную плоскость диффракционные максимумы первого порядка. Если их вообще не удалось ввести в фокальную плоскость объектива, то структуры на панцире не будет никакой; если же ввести только два из четырех, то можно по желанию получить поперечные или продольные штрихи, а введя все четыре максимума, мы получим или поперечную «штриховку», но «штрих» будет состоять из ряда точек, или же систему перекрещивающихся продольных и поперечных штрихов.

Соответствующими опытами можно, однако, показать, что на самом деле на панцире расположены друг относительно друга, более и менее по углам квадратов, очень мелкие элементы структуры овальной формы, и длинное направление таких овалов лежит более или менее перпендикулярно к длине панциря. Иными словами, наиболее близка к истине та из структур, где поперечные штрихи распадаются на отдельные точки.

Эти положения могут быть доказаны и на другом примере. На фиг. 35, 1—4, воспроизведены четыре микрофотографии, выполненные Я. Е. Элленгорном с одного и того же препарата диатомовой водоросли *Frusturia rhomboides* var. *saxonica*. На всех микрофотографиях изображен один и тот же панцирь при наблюдении его в микроскоп с объективом 1.25×90 , но способы освещения были разные. На фиг. 35, 1, на панцире, кроме общих абрисов его и грубых очертаний центрального шва, никакой тонкой структуры нет. Над фиг. 35, 1, а также и над всеми остальными, помещено схематическое изображение фокальной плоскости объектива. В данном случае в фокальной плоскости имеется один только нулевой максимум *O*, иными словами, изображение панциря возникает при узком центральном освещении, и только за счет того света, который излучается источником освещения микроскопа. На фиг. 35, 2 панцирь оказывается испещренным рядом полос, идущих параллельно длине его. Такая структура панциря возникает в том случае, когда нулевой максимум смещается перпендикулярно длине панциря на периферию фокальной плоскости, что практически легко осуществляется с помощью осветительного аппарата Аббе. При этом, как это и изображено на схеме, помещенной над фиг. 35, 2, в фокальную плоскость удается ввести диффракцион-

¹ Я. Е. Элленгорн. Опыт исследования тонкой структуры панцирей некоторых диатомовых. «Ботанический журнал», 1940.

ный спектр первого порядка a . Если бы сместить нулевой максимум справа налево вдоль диаметра фокальной плоскости до того участка, где расположен максимум a , то на месте нулевого максимума оказался бы дифракционный максимум первого порядка a' .



Фиг. 35.

В обоих случаях на панцyre возникают продольные полосы. Введение дифракционного максимума первого порядка позволяет получить изображение его и за счет того света, который излучается источником освещения (нулевой максимум), и за счет того света, который вследствие дифракции возникает на самой структуре панцyre. На фиг. 35, 3 на панцyre видна поперечная штриховка

Такая структура возникает в том случае, если косое освещение поставить так, чтобы нулевой максимум в фокальной плоскости оказался смещенным параллельно длине панцyre. При таком положении его, как видно из фиг. 35, 3, в фокальную плоскость удается ввести дифракционный максимум первого порядка, обозначенный в отличие от предыдущего буквой b . При диаметрально противоположном положении нулевого максимума в фокальную плоскость удается ввести нулевой максимум первого порядка b' , и, разумеется, при этом возникает такое же изображение панцyre с поперечной испещренностью. Наконец, на фиг. 35, 4 на панцyre видна сетчатая структура; здесь совмещены те две структуры, которые порознь появлялись в ранее описанных условиях. В данном случае положение нулевого максимума в фокальной плоскости таково, что в нее оказывается возможным ввести оба дифракционных максимума первого порядка. На схеме, изображающей фокальную плоскость, можно видеть, что при таком положении косого освещения в нее входят спектры a и b . Препараты диатомовых водорослей изготовлены сотрудником Оптического института В. Е. Козловым.

Пример, приведенный Я. Е. Элленгорном, настолько убедителен, что не нуждается ни в каких комментариях.

§ 6. Что видно с помощью современных оптических приборов?

Мы имеем теперь возможность определить границы возможностей оптических инструментов. Рассмотрим сначала, что в состоянии давать нам в настоящее время оптические приборы, которыми мы располагаем, и посмотрим далее, какие существуют перспективы к более глубокому проникновению в тайны природы с помощью оптических приборов.

Как и прежде, рассмотрим отдельно телескопические системы, имея в виду наблюдение за небесными светилами, и отдельно микроскопы.

Для телескопических систем наименьший разрешаемый угол, выраженный в радианах, определяется с помощью формулы (12):

$$\alpha = \frac{1,22 \lambda}{D},$$

откуда следует, что уменьшить наименьший разрешаемый угол можно только, увеличивая D — отверстие объектива и уменьшая длины волны лучей, создающих изображение. И, действительно, диаметры объективов растут по мере того, как растут производственные возможности. Наибольший из существующих в настоя-

щее время и работающих объективов принадлежит рефлектору обсерватории Моунт-Вильсон (США). Диаметр его — 2500 мм — позволяет разделить $\frac{1}{20''}$ (100 м на поверхности Луны, 15 км на поверхности Марса при ближайшем расстоянии последнего до Земли). Это не значит, что нельзя увидеть предметы, размеры которых в поперечном направлении меньше указанных (мы дальше увидим, какого размера светящиеся тела могут быть заметны), но это значит, что изображение объекта указанной величины уже не является бесформенным пятном. Можно (весьма грубо) почувствовать его форму, заметить, например, удлинен или нет этот объект, но нельзя отличить круг от квадрата, если их размеры не превосходят в несколько раз указанные. Снаряд «Колумбия», летящий вокруг Луны в романе Жюль Верна «Вокруг Луны», не мог быть различаем даже с величайшей трубы обсерватории Моунт-Вильсон; в крайнем случае его можно было бы заметить, как точку, на фоне темной части Луны, при удачном расположении Солнца относительно снаряда.

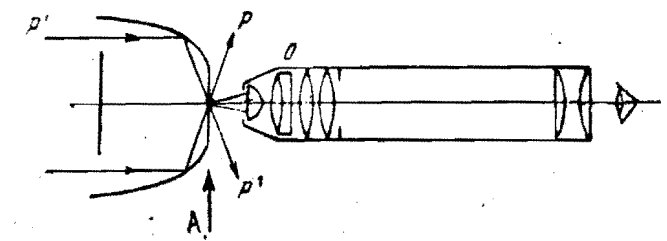
Переходим к источникам света, которые могут быть замечены, но лишь в виде точек. Мы увидим, что в этом случае, когда не ставится вопрос в форме объекта, возможности оптических приборов громадны. Вычислим, на каком расстоянии будет замечен сигнал прожектора с 2-метровым диаметром, оснащенного дугой высокой интенсивности (яркость 100 000 стильб). Согласно закону Манжена, сила света такого прожектора будет $100\,000 \pi \cdot 100^2 = 3 \cdot 10^9$ свечей. Используем следующие сведения из курсов фотометрии. Свеча может быть видна простым глазом с расстояния в 27 км.¹ Следовательно, $3 \cdot 10^9$ свечей могут быть видны с расстояния в $\sqrt{3 \cdot 10^9}$ больше; кроме того, если для наблюдения сигналов будет применен большой 100-дюймовый рефлектор, полезное увеличение которого $\frac{2500}{8} = 310$, то наш объект сможет быть замечен с расстояния в 310 раз большего. Окончательно он будет виден с расстояния $27 \sqrt{3 \cdot 10^9} \cdot 310 = 0.5 \cdot 10^9$ км. Это расстояние в 3 раза больше расстояния Солнца до Земли; оно почти равно расстоянию от Земли до Юпитера. Наблюдение на Марсе сигналов с Земли представляется, таким образом, как очень легкая задача. К сожалению, марсиане не могут оплатить той же вежливостью, так как их планета всегда обращена к нам освещенной стороной, и на ярком фоне планеты едва ли удастся различить слабый сигнал.

¹ Конечно, при условии полной темноты и при длительной адаптации глаза.

Что касается сигнализации с Луны, то она возможна с помощью небольших прожекторов. Но два фонаря, поставленные друг от друга на расстоянии 50 м, будут видны, как один, — с двойной яркостью.

В настоящее время в США изготавливается зеркало с диаметром 5 м. Разрешаемое расстояние для него в 2 раза меньше, чем у предыдущего.

Переходим теперь к микроскопам. Формула, определяющая наи-



Фиг. 36.

меньшее разрешаемое расстояние ϵ , в случае самосветящихся тел имеет вид [см. формулу (14)]:

$$\epsilon = \frac{1.22 \lambda}{n \sin u} \quad (*)$$

Какая бы ни была схема освещения предмета, в формуле (14) изменяется только числовой коэффициент, да и то в небольших пределах.¹ Полагая $\lambda = 0.00056$, $n = 1.5$, получим для ϵ значение 0.0005. Мы можем с помощью сильнейших иммерсионных микроскопов различить два объекта, расстояние между которыми равно полмикрона.

Если же вопрос о форме объекта не имеет значения, а важно только обнаружение его, то размер объекта может быть еще в сотни раз уменьшен. С помощью особой установки — ультрамикроскопа (фиг. 36), отличающегося от обычного только способом освещения, можно заметить частицы порядка тысячных долей микрона. Частицы сильно освещаются боковыми пучками p и p' , не попадающими в объектив O микроскопа и, следовательно, не создающими там светлого фона. Свет, рассеянный от частиц A, попадает в глаз наблюдателя, который видит изображение их на черном фоне, как звезды на небесном своде.

¹ См. формулы (15) и (16).

С помощью ультрамикроскопа можно обнаружить частицы, величина которых не превышает 5 м μ .

Формула (*) показывает, что наименьшее разрешаемое расстояние пропорционально длине волны λ . Поэтому можно уменьшить ϵ , пользуясь ультрафиолетовым светом. Правда, для работы в этой части спектра нельзя пользоваться обычным стеклянным объективом, так как он не пропускает ультрафиолетового света. Можно применить специальные объективы из прозрачных кристаллов (например кварц и флюорит) или, еще лучше, зеркальные системы. Так как наш глаз также нечувствителен к ультрафиолетовым лучам, то изображения приходится фотографировать, что является большим неудобством этих микроскопов. Зато их разрешающая сила примерно вдвое больше, чем у обычных микроскопов с той же численной апертурой.

§ 7. Перспективы на будущее

Какие имеются в настоящее время перспективы на улучшение работы оптических инструментов?

Наименьший разрешаемый угол α астрономических инструментов, рефлекторов и рефракторов определяется по уже неоднократно примененной формуле $\alpha = \frac{1.22 \lambda}{D}$; он может быть уменьшен только увеличением диаметра объектива D и уменьшением длины волны λ . Кроме того, необходимо устранить мешающие колебания атмосферы. Из этого вытекают следующие пути, к которым постепенно идет современная техника: 1) увеличение размеров объективов, 2) постройка обсерваторий на высоких горах, что одновременно позволяет уменьшить и колебания атмосферы и поглощение ультрафиолетовых лучей. Мы должны представлять себе астрономические трубы далекого, почти фантастического будущего в виде рефлекторов (алюминированные зеркала не поглощают ультрафиолетовых лучей) диаметрами в десятки и сотни метров, вращающихся на башнях высотой в 20—30 км вместе с наблюдателями и лабораторией.

Дальнейшее улучшение в работе микроскопов представляется в результате нахождения материалов и жидкостей с большими значениями показателя преломления; на первых порах возможно использование алмаза с его коэффициентом n , равным 2.4, что в полтора раза увеличит разрешающую силу микроскопа; другая величина, входящая в знаменатель выражения для ϵ ,

$$\epsilon = \frac{1.22 \lambda}{n \sin u},$$

а именно $\sin u$, уже достигла практически своего максимума — единицы. И здесь, как всегда, уменьшение длины волны может привести к усовершенствованию качества микроскопов, но вряд ли может идти далеко в этом направлении, так как иммерсионная жидкость не будет пропускать лучей в далекой ультрафиолетовой части. Большое улучшение видимости в микроскопах можно ожидать от разработки рациональных способов освещения наблюдаемых объектов. Этот вопрос до сих пор очень мало изучен.

Мы приходим к выводу, что на «классических» путях надеяться на значительные успехи в течение ближайших лет и даже десятилетий нет оснований. Во многих отношениях (апертура, длина волны) достигнут потолок, и дальнейшие улучшения могут осуществиться лишь в мелочах: усовершенствование освещения, улучшение качества изображения и т. д.

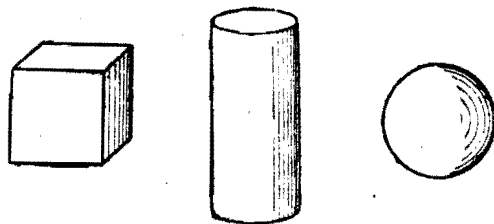
Но как ни грустны эти выводы, они вовсе не означают, что, даже оставаясь в пределах оптических приборов (не прибегая к электронной оптике), нельзя проникнуть гораздо дальше в область очень малых и очень далеких предметов. Возможности оптики еще не исчерпаны.

§ 8. Новые пути использования оптических систем

Слово «видеть» настолько обыденно, что, применяя его, никто не задумывается над точным смыслом этого термина. Для многих «видеть» — это значит получить изображение определенных предметов на сетчатке; из этого взгляда вытекает довольно часто высказанное удивление по поводу того, что все предметы не кажутся нам перевернутыми.

В действительности изображение на сетчатке есть только начало «видения». Главная работа по обработке и осмыслению тех реакций, которые получаются у нас на сетчатке, происходит в нервной системе и в мозгу. Если бы удалось получить увеличенный снимок картины, которая создается на сетчатке, когда мы рассматриваем какой-нибудь предмет, то мы поразились бы низкому качеству этой картины; в особенности бросилась бы в глаза сильная нерезкость, заметная даже в центре, в области желтого пятна, и достигающая крайней степени уже в ближайшей окрестности пятна. Это следствие аберраций нашего глаза, существование которых обнаруживается с помощью специальных опытов. Мы увидели бы на этом снимке пустое место (слепое пятно) и ряд других дефектов. Однако ничего подобного мы не замечаем, когда рассматриваем какие-нибудь предметы. Более того, если наш глаз нормален или вооружен хорошо подобранными очками, наше зрение всегда

производит впечатление идеально резкого; большей резкости мы себе и не можем представить. Что же касается темного пятна, то, даже зная об его существовании, мы его не можем найти, несмотря на все усилия (если не прибегать к специальным опытам вроде опыта Мариотта с крестом и кружком, описанного во всех курсах физики). Из этого вытекает, что мозг выключает из изображения на сетчатке все то, что не относится к изображаемой картине, а зависит от дефектов глаза. Это выключение происходит, конечно, помимо нашего сознания.



Фиг. 87.

Можно найти еще примеры более глубокой обработки нашим мозгом полученного на сетчатке изображения. На фиг. 37 изображены куб, цилиндр, шар, или, точнее, такие фигуры, которые все принимают за куб, цилиндр и шар. В действительности мы имеем дело с плоскими рисунками; но расположение теней, перспективное расположение линий нам указывает — с участием нашего сознания, — что изображены объемные фигуры. Ощущение рельефа одним глазом — тоже результат работы сознания, учитывающего и распределение теней, и угловые размеры тел и т. д.

Можно идти еще дальше в этом направлении. Рассмотрим снимок с участка, где происходят маневры или военные операции, сделанный с самолета. В том месте, где глаз неопытного наблюдателя видит неопределенной формы пятно, специалист-дешифровщик увидит танк; совершенно пустой для первого кустарник окажется для второго сплошь занятым войсками и т. п. Длительный опыт, продолжительная работа над снимками удесятрили «остроту» зрения наблюдателя. В этом примере происходит уже не бессознательная или полусознательная работа мозга, как в первых двух, а использование упорно накопленных знаний. Точно в таких же условиях работает со своим телескопом астроном или биолог со своим микроскопом. В том изображении, которое он рассматривает, вложено гораздо больше, чем то, что он непосредственно видит

глазом. Но это «больше» надо уметь увидеть. А для этого нужно глубокое знание теории изображения.

Начнем с астрономов; сама теория изображений для небесных светил проста, но, к сожалению, вся эта простота сводится на-нет действием атмосферы. Пренебрежем пока влиянием атмосферы, а также aberrациями оптических инструментов. Изображение звезды, находящейся в бесконечности, должно в таких условиях казаться ярким пятном, окруженным темными и светлыми кольцами. Распределение яркости по всей площади изображения в точности известно (см. фиг. 27). Малейшее изменение объекта, например наличие другой звезды, хотя бы расположенной от первой во много раз ближе, чем диаметр среднего пятна изображения (т. е. ближе, чем наименьшее разрешаемое расстояние), приводит к изменению в картине изображения. Конечно, это изменение настолько слабо, что глазом его обнаружить нельзя (хотя можно полагать, что специалист, изучивший основательно это дело, «увидел» бы вторую звезду), но с помощью чувствительных зондов-фотометров, определяющих яркость каждой точки изображения, оно может быть замечено и расшифровано, т. е. можно кропотливым вычислением определить положение второй звезды и ее яркость. То же касается и звезды, имеющей заметную ширину, т. е. ширину порядка сотых, десятых диаметра центрального дифракционного пятна. Наличие этой толщины не вызывает никакого заметного изменения в картине, рассматриваемой глазом, но распределение яркости по пятну и по кольцам будет изменено.

Далее всякое отступление от точки — наличие ли других близких звезд или спутников, заметная толщина звезды, неправильность формы, например наличие колец, как у Сатурна, или отступление от шаровой формы, как в малых планетах, — все это сказывается на распределении яркости.

Приходится признаться, что эти пути пока что фантастичны. Во-первых, движения атмосферы и aberrации объектива смазывают настолько дифракционную картину, что французский физик Буасс справедливо отмечает в своей книге «Дифракция»: «Многие астрономы уверяют, что они в своих трубах никогда не видели этих пресловутых колец, о которых мы говорим, хотя они с большой легкостью наблюдаются в лаборатории».

Вторая преграда заключается в громадной трудности измерений распределения яркости. Необходимых зондов-фотометров нет; съемки дифракционных картин трудно получить удовлетворительного качества и т. д. Третья преграда заключается в трудности дешифровки, т. е. определения по заданной картине распределения формы объекта, вызывающего эту картину; больше того, не может

быть полной уверенности в однозначности решения; другими словами, одному и тому же распределению могут соответствовать несколько конфигураций объектов.

Как ни серьезны, однако, все перечисленные выше трудности, они могут быть преодолены; это только вопрос времени и постепенных и последовательных улучшений. Принципиальная сторона не вызывает никаких сомнений; но технические трудности для преодоления потребуют, вероятно, немало лет.

Поскольку мы в этой статье уделяем особое внимание ошибкам, как часто встречающимся, так и возможным, отметим одну, которая могла, естественно, возникнуть при поисках способов использовать дифракционную картину наилучшим образом: это увеличить эту картину до значительных размеров, чтобы потом, либо разглядывая ее глазом, либо снимая на фотографическую пластинку, облегчить ее изучение. Для этого, казалось бы, достаточно рассматривать эту картину в микроскоп, но при этом мы впадаем в одну классическую ошибку — использование пучков с весьма малыми апертурами для получения больших увеличений.

Не верна эта идея по следующей причине. Картина, которую мы собираемся исследовать в микроскоп, испускает лучи, заключенные в крайне малом телесном угле, определяемом апертурным углом объектива астрономической трубы. В рефракторах этот

угол — порядка $\frac{1}{30}$ (2°); в рефлекторе он может быть больше, но

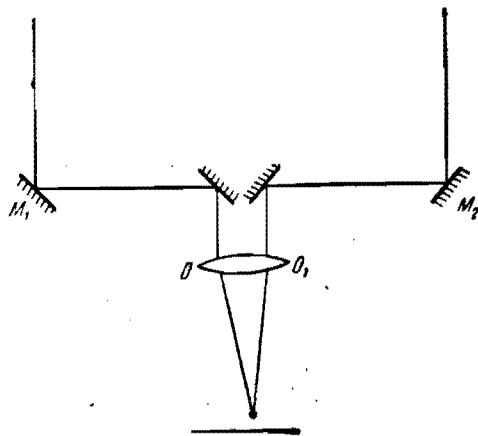
обычно не превышает $\frac{1}{12} - \frac{1}{20}$; другими словами, дифракционная

картина, рассматриваемая как объект, излучает в микроскоп пучок лучей с малым апертурным углом; численная апертура $A = \sin i$ этого пучка не более 0.1—0.08. Но согласно правилу, указанному для микроскопов, полезное увеличение микроскопа равно $220 A$, что составляет в нашем случае всего 20—22. Это настолько слабое увеличение, что микроскоп можно заменить простым окуляром с фокусным расстоянием 13—11 мм, в котором дифракционная картина едва-едва будет видна. А при большем увеличении скажется дифракция в глазу наблюдателя, и изображение дифракционной картины, даваемой объективом, будет искажено.

Одинаковый результат получится и при съемке с помощью микро-объектива, так как последний вследствие своего крайне малого относительного отверстия даст расплывчатое, нерезкое изображение. Решение задачи следует искать в другом направлении.

Примером правильного решения одной из перечисленных выше задач в указанном смысле может служить прибор, где явление дифракции используется с целью лучше «видеть» объекты, в

частности звезды, угловой диаметр которых не является исчезающе малым. Он был предложен американским физиком Майкельсоном по схеме, описанной на стр. 57. Осуществлена его идея следующим образом. Два зеркала M_1 и M_2 , расположенных на большом расстоянии друг от друга (до 10 м), прикреплены к астрономической трубе. Направляют в нее пучки, идущие из исследуемой в отношении углового диаметра звезды (фиг. 38). В фокусе объектива



Фиг. 38.

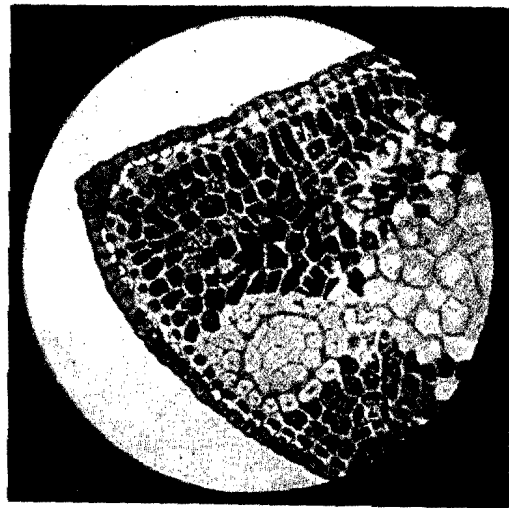
получается картина, аналогичная представленной на фиг. 28. Если звезда имеет угловую толщину, которая заметна в трубу с объективом, обладающим диаметром, равным расстоянию между зеркалами M_1 и M_2 , то яркие полосы интерференционно-дифракционной картины расширяются, темные заполняются светом и исчезают при определенном соотношении между расстоянием M_1M_2 и диаметром звезды. Этот прибор дал возможность определить диаметры большого числа звезд.

Недостатком способа Майкельсона является трудность расшифровки: двойная звезда дает результаты, схожие с теми, которые получаются от звезды конечной ширины. Приходится дополнительными наблюдениями, например вращением зеркал M_1 , M_2 около оси трубы, выяснить, какая из двух возможностей правильна. Если звезда двойная, то при вращении дифракционная картина меняет вид; например, когда зеркала расположены перпендикулярно линии, соединяющей обе звезды, получается такая же картина, как в случае звезды без заметного диаметра.

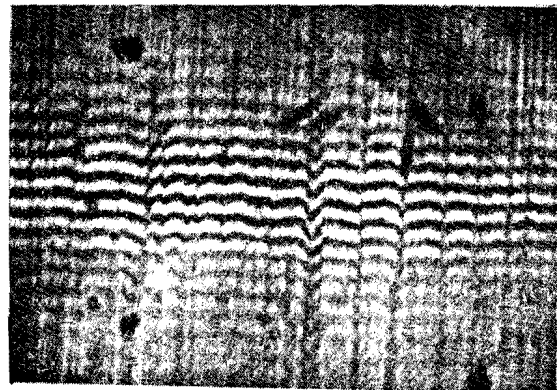
Можно еще усложнить схему Майкельсона, увеличивая число зеркал с двух до четырех или до шести расположенных по углам правильных многоугольников. Тогда диффракционная картина, усложняясь по мере увеличения площади зеркал, все больше и больше приближается к той, которую дало бы сплошное зеркало, обладающее диаметром, равным расстоянию между диаметрально расположенными зеркалами. Но такие системы, хотя и проще для изготовления, чем сплошные, представляют громадные трудности для юстировки, и работа с ними очень затруднительна; однако можно думать, что составные объективы — одно из направлений, по которому пойдет конструкция будущих астрономических труб, или, по крайней мере, эта идея будет использована для решения некоторых вопросов, выяснение которых другими путями невозможно.

Как обстоит дело с микроскопией? С одной стороны, условия более благоприятны: влияние атмосферных движений не распространяется на микроскопы по вполне понятным причинам; способы освещения предмета находятся в нашем распоряжении, и, смотря по обстоятельствам, мы можем соответственным образом подобрать наиболее подходящее освещение. Но здесь затруднения происходят со стороны самых наблюдаемых объектов. Их структура многообразна: часть объектов может иметь студенистообразный характер и преломляет лучи, проходящие через них; это прозрачное студенистое вещество играет роль линзы и добавляет еще ряд интерференционных явлений; часть объекта может иметь очень тонкую, резкую структуру, вызывающую также явления диффракции. В результате получается настолько искаженная картина, что расшифровка ее представляет в высшей степени сложную задачу. И здесь решение не безнадежно; в этом направлении начата работа, в частности много нового сделано акад. Д. Рождественским. Можно надеяться, что по проложенному пути, единственно правильному, несмотря на все трудности, двинутся новые, свежие силы.

Другие затруднения, с которыми также приходится иметь дело микроскопистам, — слабая контрастность изображений, вызываемая тем, что объект состоит из частей, мало отличных друг от друга по цвету, вследствие чего границы между этими частями едва различимы. Существует несколько способов увеличения контраста, среди которых укажем метод акад. В. П. Линника, заставляющего лучи дважды проходить через предмет, что, очевидно, усиливает контрасты, метод «цветной» фотографии в ультрафиолетовой области спектра, разработанный Е. М. Брумбергом в лаборатории акад. С. И. Вавилова. Сущность этого метода заключается в следующем. На микроскопе, прозрачном для ультрафиолетовых



Фиг. 39



Фиг. 40

лучей и снабженном монохроматором для ультрафиолетовой области спектра, позволяющем изменять длину волны света, освещающего препарат, делаются последовательно с одного и того же места препарата три снимка. Последние в виде негативов или отпечатанных с них позитивов проектируются на одно место экрана тремя проекторами, перед каждым из которых устанавливается светофильтр, пропускающий один из трех основных цветов: красный, зеленый и синий. На экране получается цветная картина, окраска элементов которой определяется разницей в почернении соответствующих мест на снимках. Получается окраска, конечно, условная, но она связана с природой и химическим составом отдельных мест препарата; цветная картина не только обладает большим контрастом, чем обычная черно-белая фотография, но она дает полезные указания о распределении в препарате разных веществ и до некоторой степени даже заменяет химический анализ¹.

На фиг. 39 приведена «цветная» ультрафиолетовая фотография поперечного среза хвои сосны, снятой при длинах волны 400, 300 и 250 миллимикрон. Фильтры для наблюдения — зеленый, красный, синий.

Большую помощь для распознавания формы рассматриваемых объектов, особенно их глубины,* оказывает стереоскопический эффект, используемый в бинокулярных микроскопах, позволяющий смотреть на изображение двумя глазами. Другой способ решения этой же задачи был предложен также В. П. Линником; он основан на явлении интерференции двух пучков. Наблюдатель видит в микроинтерферометре Линника изображение рассматриваемого объекта и на нем линии, расположенные как на топографической карте с горизонталями.

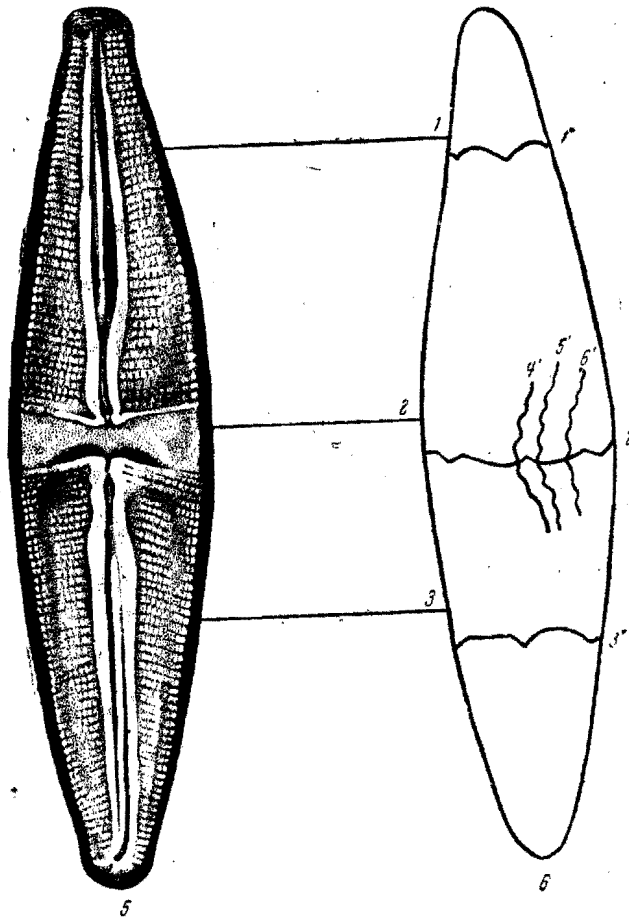
Эти линии представляют собой кривые пересечения объекта плоскостями, параллельными друг другу и отстающими друг от друга на полволны, т. е. на 0,3 микрона. Это своего рода горизонтали, показывающие рельеф рассматриваемого объекта. На фиг. 40 представлена фотография такой интерферограммы. Она снята с концевой меры (иогансоновской пластинки) в стадии неполной обработки. По извилинам линий легко определить глубину штрихов. Для масштаба глубины надо взять расстояние между двумя черными или белыми полосами, соответствующее половине длины волны освещающего источника.

На фигуре хорошо видны многочисленные царапины, глубина которых лежит в пределах нескольких десятых микрона².

¹ Более подробное описание этого метода с цветными иллюстрациями см. в журнале ДАН, т. XXV, № 6 (1939).

² Подробнее см. Изв. АН, 1937, Сер. физическая, стр. 493, фиг. 19.

Этот метод дает ценные сведения о структуре чешуи диатомей и применялся с успехом для выяснения ряда сомнительных вопросов, касающихся строения створок диатомей *Pleurosigma angulatum* (W. Smith).



Фиг. 41.

Другим примером применения этого приема является разработка снимка диатомей *Staurineis*. На фиг. 41 слева приведено воспроизведение снимка панцыря указанной диатомей, полученного обычным образом. Так как снимок интерференционной картины вслед-

ствие нагромождения подробностей не может быть воспроизведен в печати, рядом со снимком диатомей приведены лишь несколько интерференционных линий, представляющих наибольший интерес. Поперечная горизонталь 2—2' обнаруживает присутствие на ровном поле, занимающем среднюю часть панцыря, нескольких изгибов на поверхности, совершенно не заметных при обычном рассмотрении; кроме того, обращенная кверху вогнутость этой кривой указывает на то, что поле, против кажущейся очевидности, возвышается над остальной поверхностью панцыря. Зигзагообразный характер продольных кривых 4', 5', 6', также указывает на наличие поперечных ребер, также не видимых на левом рисунке. По кривым 1—1', 3—3', можно судить о рельефе поперечных разрезов панцыря; черная продольная линия оказывается не ямой, а возвышением. Горизонталь дает ряд других, весьма ценных сведений о структуре диатомей. Снимки выполнены в Оптическом институте В. Е. Козловым.

Следует отметить, что метод интерферограмм применен в биологии впервые у нас и дал уже ряд интересных и новых результатов.

Этим не ограничиваются пути к дальнейшему проникновению в область бесконечно малого. Но среди них сверхбольшим увеличением места нет, так как этот прием удаляет нас от правильных изображений, делая нас в сущности слепыми, так как закрывает наш зрачок настолько малым отверстием, что наш глаз через него уже не в состоянии что-либо различить, утопая в дифракционных явлениях.

§ 9. Ограничения в работе оптических систем, обусловливаемые aberrациями

В предыдущих главах мы пренебрегали влиянием aberrаций на качество изображения; при этом возможности оптических приборов ограничиваются либо волновой природой света, которая ставит пределы увеличению оптических систем, либо общими законами оптики, как закон Лагранжа—Гельмгольца, делающий невозможными произвольные изменения структуры пучков и, в частности, обрекающий на неудачу все попытки сжигать предметы на больших расстояниях.

Aberrации оптических систем, в свою очередь, также приводят к ограничениям характеристик оптических систем, как, например, светосилы, угла поля зрения, разрешающей силы. Хотя aberrации в отличие от дифракционных явлений в изображении точки, теоретически поддаются исправлению путем усложнения конструкции

систем, но на деле существуют пределы, которые перешагнуть практически невозможно. Об этих пределах мало знают; даже пользующиеся оптическими приборами обычно недооценивают трудности, связанные с переходом через границы, установленные современным состоянием теории расчета оптических систем, и требуют от конструкторов выполнения совершенно невыполнимых условий.

Ограничимся самыми краткими сведениями из области телескопических систем, фотографических объективов и микроскопов. В телескопических системах ограничен угол поля зрения окуляра, который в самом сложном виде не превышает $70-72^\circ$, а с применением асферических поверхностей 80° , причем эти большие углы получены лишь в последние годы. Этим определяется и объективное поле зрения, так как, если увеличение телескопической системы равно γ , угол поля зрения в пространстве предметов 2ω , в пространстве изображений $2\omega'$, то

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{\gamma}. \quad (19)$$

Так же ограничено относительное отверстие астрономических объективов. При средних фокусных расстояниях порядка 1 м можно требовать от объектива не более чем 1:10 для ахроматов, 1:15 для апохроматов из двух стекол, 1:12 для апохроматов из трех линз.

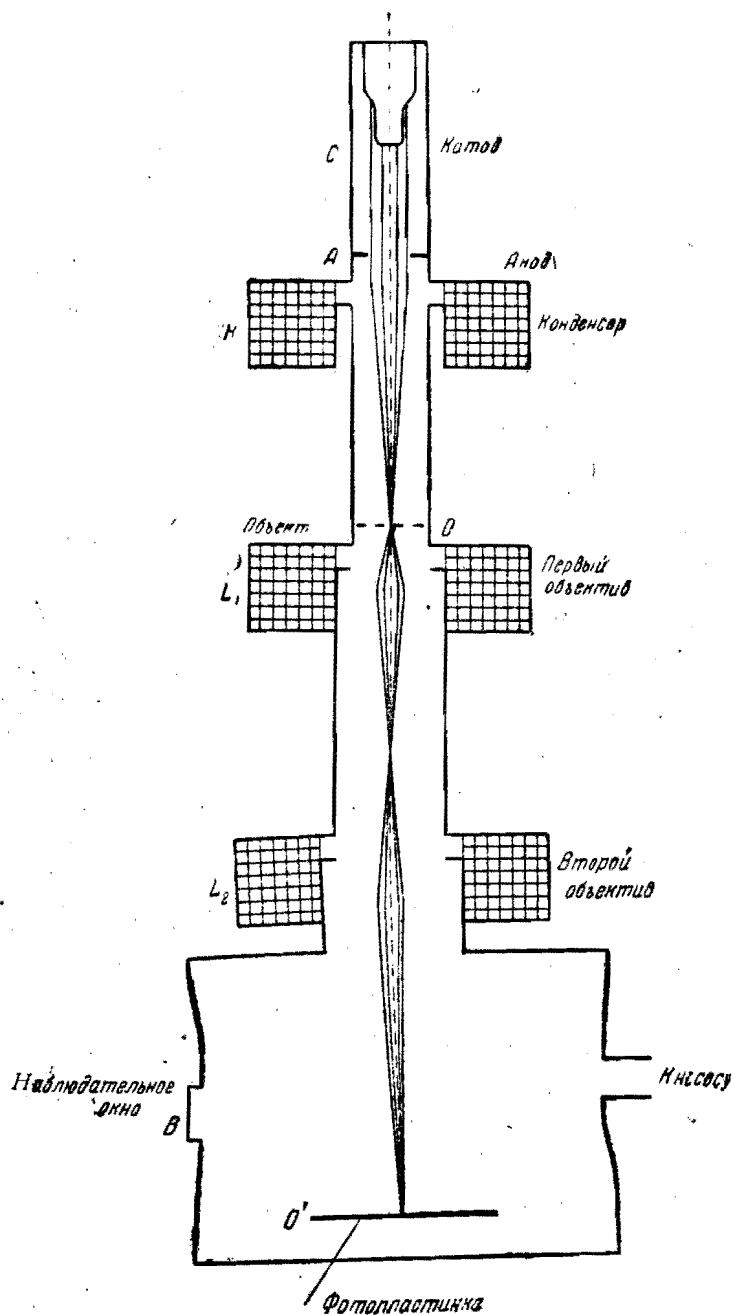
Однако применение некоторых материалов, как фтористый литий, плавленый кварц и т. д., позволило бы получить относительное отверстие 1:10 при превосходном исправлении хроматической aberrации.

По мере увеличения фокусных расстояний объективов уменьшается относительное отверстие. Например, при фокусном расстоянии 15 м относительное отверстие двухлинзового рефрактора не превышает 1:16, а при фокусном расстоянии 200 мм можно допустить 1:5.

Для окуляров также существует граница относительного отверстия 1:4—1:3.

Все эти границы определяются aberrациями, главным образом сферической и хроматической для объектива, астigmatизмом и кривизной поля для окуляров.

Объективы микроскопов, особенно те из них, которые обладают большим увеличением (от 60 до 100), должны иметь большую численную апертуру A , обеспечивающую хорошую разрешающую силу. Поэтому при их расчете обращается особое внимание на исправление aberrации центра изображения, т. е. на сферическую и



Фиг. 43.

систем, но на деле существуют пределы, которые перешагнуть практически невозможно. Об этих пределах мало знают; даже пользующиеся оптическими приборами обычно недооценивают трудности, связанные с переходом через границы, установленные современным состоянием теории расчета оптических систем, и требуют от конструкторов выполнения совершенно невыполнимых условий.

Ограничимся самыми краткими сведениями из области телескопических систем, фотографических объективов и микроскопов. В телескопических системах ограничен угол поля зрения окуляра, который в самом сложном виде не превышает $70-72^\circ$, а с применением асферических поверхностей 80° , причем эти большие углы получены лишь в последние годы. Этим определяется и объективное поле зрения, так как, если увеличение телескопической системы равно γ , угол поля зрения в пространстве предметов 2ω , в пространстве изображений $2\omega'$, то

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{\gamma}. \quad (19)$$

Так же ограничено относительное отверстие астрономических объективов. При средних фокусных расстояниях порядка 1 м можно требовать от объектива не более чем 1:10 для ахроматов, 1:15 для апохроматов из двух стекол, 1:12 для апохроматов из трех линз.

Однако применение некоторых материалов, как фтористый литий, плавный кварц и т. д., позволило бы получить относительное отверстие 1:10 при превосходном исправлении хроматической аберрации.

По мере увеличения фокусных расстояний объективов уменьшается относительное отверстие. Например, при фокусном расстоянии 15 м относительное отверстие двухлинзового рефрактора не превышает 1:16, а при фокусном расстоянии 200 мм можно допустить 1:5.

Для окуляров также существует граница относительного отверстия 1:4 — 1:3.

Все эти границы определяются аберрациями, главным образом сферической и хроматической для объектива, астигматизмом и кривизной поля для окуляров.

Объективы микроскопов, особенно те из них, которые обладают большим увеличением (от 60 до 100), должны иметь большую численную апертуру A , обеспечивающую хорошую разрешающую силу. Поэтому при их расчете обращается особое внимание на исправление аберрации центра изображения, т. е. на сферическую и

хроматическую аберрации. Качество изображения очень быстро ухудшается по мере того, как точка предмета удаляется от оси микроскопа. Можно считать, что линейное поле зрения сильных объективов микроскопов не превышает двадцатой доли их фокусных расстояний. Если β — линейное увеличение объектива, то его фокусное расстояние f определяется приближенно по формуле $f = \frac{160}{\beta}$, где 160 — оптическая длина тубуса, выраженная в миллиметрах. Обозначая через $2l$ линейное поле микроскопа, имеем:

$$2l < \frac{8}{\beta}. \quad (20)$$

Для объективов малого увеличения эта формула уже не верна, так как возможна конструкция объективов типа фотографических, дающих большие величины поля.

Фотографическими объективами пользуются громадное число фотографов-любителей и немалое число специалистов самых разнообразных профессий; не удивительно, что им предъявляются особо тяжелые и разнообразные требования, обычно противоречащие друг другу, например требования большой светосилы, значительного угла поля зрения и к тому же высокой разрешающей силы. При этом, кстати, желают, чтобы конструкция их была простой, легкой, без световых потерь. Конечно, все эти условия несовместимы, и хороши только специализованные объективы. Если объектив должен иметь относительное отверстие 1:1,5, то при фокусном расстоянии 100 мм он не может покрыть резко поле более чем в $20-25^\circ$. Следующая таблица дает связь между относительным отверстием K хорошего, но сложного объектива и его углом резкого поля 2ω . Данные таблицы относятся к фокусному расстоянию 100 мм.

K	2ω	K	2ω
1:1	15°	1:4.5	75°
1:2	40	1:6	90
1:3	60	1:8	120

Всякие требования, не укладывающиеся в пределы, указанные таблицей, обязательно приведут либо к плохому качеству изображения, либо к невероятно сложным или фантастическим конструкциям.

Здесь имеется тоже потолок, хотя и не категорический; он постепенно поднимается, но все медленнее и медленнее, и можно поручиться, что за ближайшие годы существенных изменений не произойдет.

§ 10. Электронный микроскоп

Кончая эту главу о перспективах на будущее, нельзя не упомянуть об электронном микроскопе, — приборе, открывающем новые горизонты, так как его возможности в некоторых отношениях во много раз превышают те, которыми располагает оптический микроскоп.

Описанию этого замечательного прибора в этой книге, посвященной вопросам оптики, не было бы места, если бы принцип работы электронного микроскопа не вытекал из совсем молодой отрасли физики, носящей не столько по существу, сколько по формальным признакам название «электронной оптики».

Мы видели, что разрешающая сила микроскопа ограничивается исключительно длиной волны световых колебаний. Длина волны видимого света лежит в пределах 0.4—0.7 μ , и наименьшее разрешаемое расстояние, определяемое по формуле $e = \frac{0.61 \lambda}{A}$, не может быть меньше 0.3—0.4 λ , т. е. 0.1—0.2 микрона (100—200 ангстрем). Применение ультрафиолетовых лучей несколько отодвигает пределы разрешающей силы микроскопа, но далеко в этом направлении идти нельзя, так как не удалось найти удобный материал, прозрачный для далекой ультрафиолетовой области; кроме того, воздух сильно поглощает ультрафиолетовые лучи с короткими длинами волн.

Рентгеновы лучи, длина волны которых во много раз меньше, чем длина волны видимых лучей, заметно не преломляются, и потому нельзя строить для них оптических систем.

В последнее двадцатилетие стало возможным использовать для целей микроскопии не световое излучение, длина волны которого может быть в тысячи и миллионы раз меньше, чем у световых колебаний.

Такими свойствами обладает поток электронов. Он не может, конечно, непосредственно наблюдаться глазом, но, попадая на флуоресцирующий экран, электроны вызывают свечение, которое может быть наблюдаемо; поток электронов также оставляет след на фотографической пластинке. Между световым излучением и электронным потоком имеется далеко идущая аналогия.

В обоих случаях из предмета исходят под влиянием некоторых факторов (повышение температуры, освещение и др.) частицы — световые кванты в первом случае, электроны в другом. И те и другие при своем движении эквивалентны потоку волн, длина которых в первом случае главным образом зависит от свойств самого излучающего предмета, во втором — от скорости полета

электронов, которая находится в нашем распоряжении, так как она может быть в широких пределах изменена наложением ускоряющих потенциалов (как в электронных радиолампах); зависимость между длиной волны (в ангстремах) и разностью приложенных потенциалов определяется формулой

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}}.$$

Например, при разности потенциалов в 150 вольт длина электронной волны равна 1 ангстрему — в 5000 раз короче длины волны световых колебаний; при обычно применяемых в настоящее время значениях V , порядка 10^5 вольт, $\lambda = 0.04$ ангстрема, в 10^5 раз меньше, чем в оптическом микроскопе.

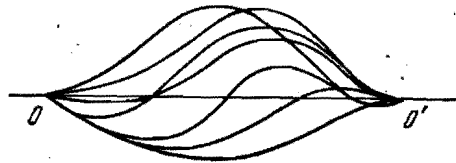
Точно как же, как световые лучи преломляются, когда переходят из среды с одним показателем преломления в среду, обладающую другим показателем преломления, электрон меняет направление своей траектории под действием электрического или магнитного поля. Эти поля играют роль линз, преломляющих ход световых лучей. Законы преломления электронов вытекают из принципа Ферма точно так же, как законы преломления лучей, и поэтому общие законы образования изображений в оптических системах применяются без изменений в электронно-оптических системах; не только совпадают законы параксиальной оптики, согласно которым изображение точки есть точка, изображение прямой — прямая и т. д., но электронные линзы вызывают такие же aberrации, как оптические, и эти aberrации (в гораздо большей степени, чем в оптических системах) ограничивают разрешающую силу электрооптических систем.

Мы не можем останавливаться здесь на технической стороне работы электронно-оптических приборов, в частности на расчете и конструкции электронных линз; для дальнейшего достаточно знать, что, подбирая соответствующим образом форму, число и расположение витков и металлических частей, создающих магнитное поле, или обкладки конденсаторов, создающих электростатическое поле, можно добиться того, что с определенной степенью точности преломление траектории электрона будет пропорциональным расстоянию от точки траектории до оси электрооптической системы, — свойство, которым обладают оптические линзы.

То обстоятельство, что электрон под действием магнитного поля отклоняется не только в направлении движения, но и в направлении, перпендикулярном ему, так что он описывает при переходе через поле магнитной линзы винтовую линию с переменным радиу-

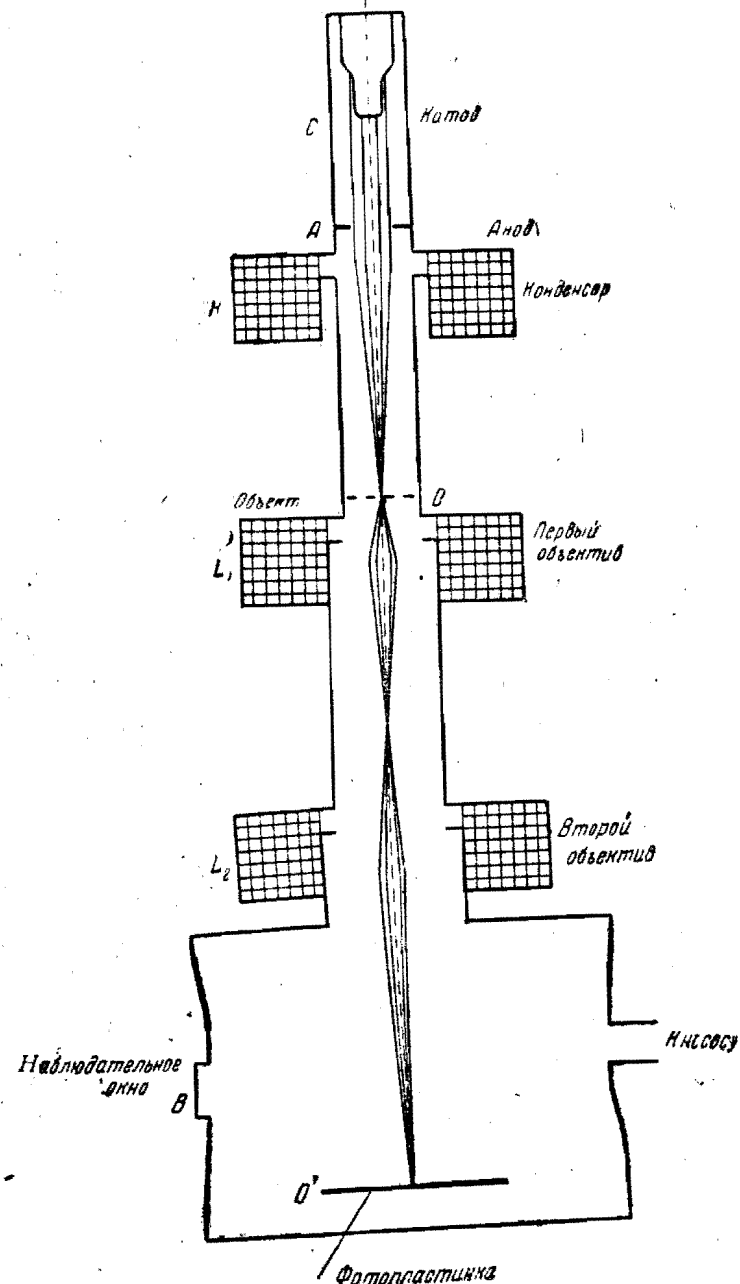
сом (фиг. 42), не изменяет результата, если удовлетворено указанное выше условие.

Таким образом, ход лучей (по крайней мере, схематично) определяется точно так же, как в оптической системе, и принципиальная схема электронного микроскопа полностью повторяет схему оптического. Как в оптическом микроскопе изучаемый предмет может быть самосветящимся или освещенным посторонним источником света, так и в электронном микроскопе можно использовать эмиссию электронов самого предмета, вызываемую либо нагреванием его, либо воздействием световых (видимых ультрафиолетовых или рентгеновых) лучей, либо действием ионов или электронов, либо пронизыванием предмета электронным потоком, который отдельными



Фиг. 42.

частями предмета более или менее поглощается, что и вызывает появление изображения. Для увеличения скорости электронов, излучаемых объектом или посторонним источником, на аноде создается потенциал, отличающийся от потенциала катода (источника электронов) на десятки и сотни киловольт. Электронные лучи, излучаемые объектом, собираются первой объективной линзой в плоскости первичного изображения и второй объективной линзы — на флуоресцирующий экран или на фотографическую пластинку. На фиг. 43 приведена схема современного (1940 г.) электронного микроскопа с магнитными линиями. Из катода C разрядной трубки или из накаленной нити выходят электроны; под действием высокого (по отношению к катоду) потенциала, приложенного к аноду A , электроны приобретают большую скорость, и часть из них проходит через малое отверстие, просверленное в аноде. Электроны концентрируются на предмет магнитной линзой, играющей роль конденсора микроскопа. Попадая на объект O , электроны проходят через него, более или менее поглощаются или рассеиваются в зависимости от его структуры и, дважды преломляясь через первый и второй объективы, образуют сильно увеличенное изображение предмета O' . Изображение наблюдается либо непосредственно глазом через окошко B на флуоресцирующем экране, либо фотографируется.



Фиг. 43.

Внутри трубы электронного микроскопа поддерживается вакуум порядка 10^{-4} мм ртутного столба; присутствие воздуха, даже сильно разреженного, вызывает значительное поглощение и рассеяние электронов; такой же эффект был бы вызван в обыкновенном микроскопе матовым стеклом, или, точнее, рядом матовых стекол, поставленных на пути лучей.

Интересной особенностью электронных микроскопов является возможность менять увеличения в очень широких пределах, почти не меняя расположения линз, а изменяя силу тока, проходящего в обмотках линз. Полезное увеличение электронного микроскопа доходит уже теперь почти до ста тысяч.

Переходим теперь к наиболее интересному для нас вопросу о том, что можно видеть с помощью электронного микроскопа. Этот вопрос далеко не так просто решается, как для случая светового микроскопа, за которым имеется трехсотлетняя давность и теория которого доведена до высокой степени совершенства. Электронный микроскоп осуществлен в самое последнее время, и результатов его работы пока еще мало. Предсказать его возможности приблизительно так же трудно, как во времена Левенгука судить о том, как будут работать с микроскопом в настоящее время. Все же тот опыт, который мы имеем с оптическим микроскопом, и те сведения, которые дает современная электронная теория, позволяют кое-что предвидеть.

Пределы возможностям всякого прибора ставят, с одной стороны, совершенство его конструкции, с другой — те принципы, на которых основывается его работа.

Конструкция современного оптического микроскопа находится на такой степени развития, что от ее дальнейшего усовершенствования нельзя ожидать увеличения разрешающей силы этого прибора, граница разрешающей силы определяется исключительно длиной волны световых колебаний.

Электронный микроскоп находится еще в зачаточном состоянии. Его линзы по своим свойствам, пожалуй, даже уступают тем, которыми пользовались первые микроскописты XVII столетия. Устранение aberrаций электронных линз — совершенно не решенная задача, и пути к исправлению этих aberrаций не ясны; более того, некоторые aberrации, например хроматическая (т. е. вызванная различными скоростями электронов), повидимому, принципиально неустранимы, так как при переходе через структуру объекта электроны в различных точках объекта более или менее теряют свою скорость.

Единственный способ уменьшить aberrации — уменьшение апертуры микроскопа, так как aberrации пропорциональны тем или

другим степеням апертурного угла; в настоящее время апертура электронных микроскопов не превышает 0.02, тогда как численная апертура оптического микроскопа может быть доведена до 1.5 — почти в 100 раз больше.

Однако достаточно вспомнить развитие оптического микроскопа, в частности утверждение Ньютона о принципиальной невозможности исправления хроматической aberrации, чтобы необходимость особой осторожности в высказываниях такого рода стала очевидной. Можно предположить, что средства для устранения aberrаций и для увеличения апертуры будут со временем найдены. Принципиально неустранимым недостатком электронного микроскопа является обусловливаемое зарядом взаимное отталкивание друг от друга, вследствие которого в плоскости предмета электроны не могут собраться в математическую точку; но этот недостаток может быть доведен до незначительной величины при электронных потоках незначительной плотности и, повидимому, не будет ограничивать разрешающую силу электронного микроскопа.

Длина волны, которой обладают колебания, вызываемые электронами, может быть доведена, как было показано выше, до сотых долей ангстрема; таким образом, можно было бы ожидать, по аналогии с оптическим микроскопом, что наименьшее различимое расстояние будет также порядка сотых или десятых долей ангстрема, т. е. меньше размеров молекул и атомов. Диаметр молекул колеблется в пределах от нескольких единиц до сотен ангстрем (молекулы некоторых белковых веществ).

Граница разрешающей силы лежит в природе электрона и в его воздействии на тот же объект, который он должен выявить. Электрон только тогда обнаружит присутствие объекта, скажем, молекулы, если он столкнется с ней. Но масса молекулы не так уже велика по сравнению с массой электрона, и при громадной скорости последнего молекула либо потеряет свою индивидуальность — разрушится — либо, в лучшем случае, будет отброшена от своего первоначального положения со скоростью нескольких километров в секунду и сразу исчезнет из поля зрения. Лишь упомянутые выше молекулы-гиганты благодаря своей большой инерции могут быть наблюдаемы.

Согласно соотношению неопределенности Гейзенберга, чем меньше масса элемента вещества, тем неопределеннее оказывается его состояние движения, т. е. его положение и его скорость; уже для молекул эта неопределенность настолько велика, что увидеть их в движении (в таком смысле, как мы видим простым глазом движение какого-нибудь предмета) невозможно. Впрочем, имеется

связь между соотношением Гейзенберга и приведенными выше изображениями об ударе электрона с молекулами.

Таким образом, можно считать пределом для рассматривания в электронный микроскоп молекулы большого размера; эти пределы в сотню раз превышают возможные пределы оптического микроскопа. При этом следует заметить, что после нескольких лет своего существования разрешающая сила электронного микроскопа уже в 10 раз больше, чем у оптического микроскопа.

К сожалению, работы электронного микроскопа и с другой стороны ограничены: поток электронов, падающий на объект, оказывает на него воздействие и в некоторых случаях разрушает его мгновенно; в особенности опасно подвергать электронной бомбардировке живые клетки, которые едва ли в состоянии ее безболезненно выдержать. Но и на этом пути есть методы, дающие возможность обойти затруднение.

ГЛАВА IV

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как ни отрывочен материал этой брошюры, однако из него вытекают некоторые общие выводы, которые в заключение полезно подытожить. Результаты, к которым приводит применение оптических систем, ограничены со многих сторон. Прежде всего, когда нас интересуют микроскопические явления, т. е. явления, производимые большими источниками света, оптическими системами больших размеров (например, прожекторы), против наших мечтаний выступают фотометрические законы (такие, как закон Лагранжа — Гельмгольца), аналогичные закону сохранения энергии или второму принципу термодинамики. Эти законы запрещают нам думать о сжигании на расстоянии, пока не будут разработаны источники света постоянного горения в тысячи раз ярче Солнца. Они препятствуют созданию оптических усилителей большого угла поля зрения. Они лишают нас возможности переносить энергию параллельными пучками лучей.

Если нас интересует рассматривание предметов либо весьма малых с помощью микроскопа, либо очень отдаленных с помощью телескопов, — для чего необходимо, чтобы изображение было строго подобно объекту, — мы наталкиваемся на явление дифракции, которое искажает нам структуру изображения, перераспределяя световую энергию по особым законам. Однако эти законы известны, и существует теоретическая возможность использовать это знание для более точного определения структуры предмета.

До некоторой степени аналогично действуют аберрации оптических систем; но они принципиально устранимы, и только практические обстоятельства не позволяют целиком их избежать; поэтому они ставят предел относительному отверстию, полю зрения и другим подобным характеристикам систем. В частности, разрешающая сила современных фотографических объективов ограничивается не дифракционными явлениями, а аберрациями.

Те выводы, к которым мы пришли, могут легко быть обобщены. Например, все то, что было изложено в связи с сжиганием на расстоянии с помощью тепловых или видимых лучей, остается верным для любых лучей, как инфракрасных, так и ультрафиолетовых, и вообще для любого вида лучистой энергии. В некоторых случаях могут встретиться небольшие отклонения, например когда длина волны значительна, так как при этом явление дифракции очень велико, но оно всегда может быть учтено.

Все выводы, относящиеся к теории изображений оптическими системами, остаются в силе при переходе к электронной оптике, если только изменить величину длины волны и учесть некоторые особенности теории электронных приборов.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Несколько слов от редактора	3
Предисловие автора	5
Глава I. Сжигание на расстоянии	7
§ 1. Возникновение идеи о сжигании на расстоянии	7
§ 2. Основные понятия световой энергетики	9
§ 3. Рассеяние лучистой энергии	17
§ 4. Общие выводы	27
§ 5. Об источниках тепловых лучей	28
§ 6. Границы точности формул расчета	30
Глава II. Оптические небылицы	32
§ 1. Введение	32
§ 2. Параллельные пучки	34
§ 3. «Концентрирующий конус»	35
§ 4. Задача оптического усиления по всем направлениям	36
§ 5. Фотографический объектив с относительным отверстием большим 1:0.5	39
§ 6. Превращение рассеянного света в направленный	39
Глава III. Границы разрешающей силы микроскопических и теле- скопических систем	43
§ 1. Несколько общих соображений	43
§ 2. Микроструктура изображения, даваемого оптической си- стемой	47
§ 3. Разрешающая сила оптических систем	59
§ 4. Оптимальное увеличение оптических систем	63
§ 5. Некоторые ошибки микроскопистов	67
§ 6. Что видно с помощью современных оптических приборов?	75
§ 7. Перспективы на будущее	78
§ 8. Новые пути использования оптических систем	79
§ 9. Ограничения в работе оптических систем, обусловливаемые аберрациями	87
§ 10. Электронный микроскоп	90
Глава IV. Заключение	97

Печатается по постановлению Редакционно-издательского совета АН СССР за № 1823

Л41889 Объем 6¹/₄ печ. л. + 1 вклейка Уч.-изд. 6¹/₄ ●
Т раж 5000 экз. Цена книги 3 р. 50 к. Зак. 87

6-я типография треста «Полиграфкнига» ОГИЗ при
СНК РСФСР. 1-й Самотечный пер., 17.