

наполненную парами соляной кислоты и нитрозобутана. Происходящая химическая реакция вызывала появление очень мелких частиц, остававшихся взвешенными в газе. Частицы были, что весьма существенно, очень однородны по размерам. Тиндаль, смотря на трубку сбоку, наблюдал рассеянный свет. Он пишет: «Мы наблюдали синий свет, который соперничал с цветом самого глубокого и чистого неба Италии, если не превосходил его».

Существенно подчеркнуть, что дифракционная картина от хаотически расположенных частиц тождественна картине, даваемой отдельной частицей, но в соответствующее число раз ярче. Объясняется это тем, что разности хода между колебаниями, идущими от отдельных частиц, изменяются самым хаотичным образом. Никакой интерференционной картины этих колебаний не возникает, так как при некогерентных источниках интенсивности (не амплитуды), рассеянные отдельными частицами, просто складываются.

Цветные кольца, окружающие источники света в тумане или при наблюдении сквозь запотевшее окно, как раз и представляют собой дифракцию такого типа. Диаметр колец зависит только от размера капелек воды.

Другим важным случаем является дифракция рентгеновых лучей в парах и газах. Благодаря хаотическому расположению молекул наблюдаемые здесь картины опять-таки зависят только от формы и размеров отдельной молекулы, но в соответствующее число раз ярче, чем картины, даваемые отдельной молекулой. Это позволяет применять дифракцию рентгеновых лучей для исследования структуры молекул и атомов. Так, было непосредственно показано, что молекула бензола действительно представляет собой правильный плоский шестиугольник, что в молекуле четыреххлористого углерода  $CCl_4$  хлор расположен в вершинах тетраэдра и т. д.

### § 34. Разрешающая способность оптических инструментов. Звездный интерферометр

Исходя из волновых представлений, можно очень наглядно разобрать действие обычных оптических инструментов. При этом, во-первых, получаются все те выводы, которые уже были получены методами геометрической оптики, но они приобретают более физический характер и, во-вторых, получается один очень важный новый вывод, никак не вытекающий из геометрической оптики.

Каждая светящаяся точка  $A$  (рис. 119) испускает расходящиеся сферические волны. С волновой точки зрения роль выпуклой линзы  $CD$  сводится к тому, что она превращает расходящиеся волны в сходящиеся в точке  $B$ , называемой изображением. Достигается это тем, что линза сильнее замедляет движение сферических волн в их центральных частях по сравнению с краями. Ведь чем ближе к центру  $O$ , тем больший путь в стекле проходит световая волна, а в стекле ско-

рость света значительно меньше, чем в воздухе. Края обгоняют центральную часть волны, и волна «выворачивается наизнанку». Прошедшие сквозь линзу волны собираются в одну точку — дают четкое изображение — только в том случае, если они являются точными сферами с центром в  $B$ . Переходя на язык геометрической оптики, в этом случае можно сказать, что световые лучи, служащие нормальными к волновым поверхностям, все пересекутся в одной точке. Получить такие волны строго сферической формы при помощи одной простой линзы (ограниченной сферическими поверхностями) нельзя. У простой линзы запаздывание волны возрастает к центру  $O$  совсем

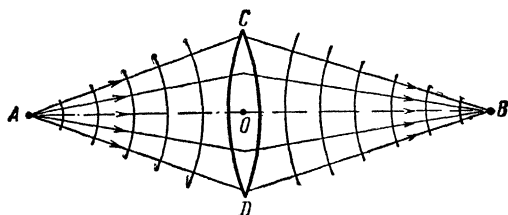


Рис. 119. Волновая картина действия линзы.

не по такому закону, какой нужен для получения опять строго сферических волн. Возникающие при этом грубые искажения объясняются из чисто геометрических соображений и уже упоминались с другой точки зрения в § 10 (сферическая аберрация, астигматизм и т. д.).

Все грубые недостатки изображений могут быть сведены практически к нулю путем применения оптической системы, состоящей из ряда линз. Однако, к сожалению, кроме этих грубых недостатков имеется еще недостаток изображения более тонкого свойства, вытекающий из самой волновой природы света, из конечной величины длины световой волны. Через линзу проходит ведь не вся световая волна, испускаемая точкой  $A$  во все стороны, а только ее часть, определяемая углом  $CAD$  (рис. 119). Линза действует как круглое отверстие в непрозрачном экране, и на ней происходит дифракция.

Пока мы не учитывали дифракцию, выводы из волновой теории, естественно, совпадали с выводами геометрической оптики. Теперь же мы должны совершенно отказаться от геометрической оптики и рассмотреть вопрос с чисто волновой точки зрения.

Дифракционные явления на краю объектива сказываются в том, что изображение делается расплывчатым, даже если оптическая система свободна от недостатков в разобранном выше смысле. Иными словами, в результате дифракции свет будет наблюдаться не только в точке  $O$ , но и в других точках экрана. Пусть, например (рис. 120),  $AB$  есть объектив телескопа, на который падает свет от звезды. В центре поля зрения  $O$  наблюдают свет, так как разность хода от краев объектива равна нулю. Если бы явление дифракции не имело

места, в точке  $O$  фокальной плоскости  $E$  получилось бы изображение звезды размера  $f\alpha$ , где  $f$  — фокусное расстояние объектива и  $\alpha$  — угловая величина звезды (порядка сотых долей секунды дуги). Вследствие дифракции свет попадает в области фокальной плоскости, лежащие вне геометрического изображения, а именно в те точки, в которых разность хода от противоположных краев объектива  $A$  и  $B$  равна четному числу полуволн; получается светлое кольцо.

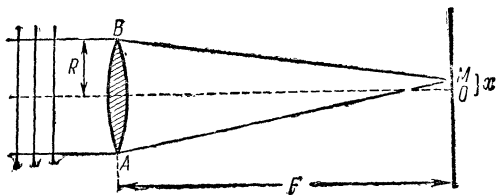


Рис. 120. Дифракция в объективе.

Точки, для которых разность хода равна нечетному числу полуволн, в совокупности образуют темное кольцо. Изображение светящейся точки приобретает вид, показанный на рис. III в конце книги. Интенсивность колец быстро убывает;

достаточно сказать, что интенсивность первого кольца составляет меньше 2% от интенсивности центрального пятна. Поэтому практически важен радиус только центрального светлого пятна, т. е. радиус первого темного кольца, ограничивающего это пятно.

Разность хода равна  $\delta = AM - BM$ . Из приближенного вычисления, аналогичного сделанному в § 27, мы найдем:  $\delta = \frac{2xR}{f}$ .

Приравнявая  $\delta = \frac{\lambda}{2}$ , получаем радиус первого темного кольца

$$x_1 = \lambda \frac{f}{4R}.$$

Грубо можно считать, что каждая точка наблюдаемого в телескоп объекта представляется при этом кружком с радиусом  $x_1$ . Чем отверстие телескопа  $2R$  больше, тем меньше этот кружок и, следовательно, тем менее расплывчатыми получаются изображения. Дифракция является одной из причин, заставляющих астрономов строить телескопы с гигантскими объективами (диаметр до 1 м) и зеркалами (другая причина — повышение светосилы).

Под разрешающей способностью оптических инструментов понимают наименьшее угловое расстояние между двумя точками, которое данный прибор может еще различить. При этом различимыми условно считаются две точки, если центр изображения одной попадает на первое темное кольцо изображения другой точки. Разрешающая способность, таким образом, обратно пропорциональна  $x_1$ ,

<sup>1)</sup> Вычисление, произведенное в § 27, пригодно для расчета дифракции на прямоугольном отверстии. В случае круглого отверстия расчет делается несколько иначе. Однако результат отличается при этом всего лишь на множитель 1,21. Но нас интересует лишь порядок величины. Вследствие этого мы опускаем коэффициент 1,21, что эквивалентно замене круглого объектива описанным вокруг него — квадратным.

т. е. пропорциональна  $R$  и обратно пропорциональна  $\lambda$ . Так, если в большой рефрактор обсерватории Маунт Вильсон ( $R=1,25$  м,  $f=40$  м) наблюдать двойную звезду с угловым расстоянием между компонентами  $\alpha=0",01$ , то расстояние изображений  $d=fa$  получается равным  $0,002$  мм, в то время как дифракционные размеры каждой звезды (можно считать их равными диаметру первого темного дифракционного кольца)  $2x_1 = \frac{\lambda f}{2R} = 0,008$  мм.

Таким образом, каким бы сильным ни был окуляр телескопа, мы не сможем рассмотреть обе звезды в отдельности, потому что их дифракционные картины, налагаясь друг на друга (рис. 121), дают один общий светлый кружок. Применяя очень сильные окуляры, мы будем лишь увеличивать видимый размер этой картины, не повышая при этом разрешающей силы телескопа.

В микроскопе дифракция также ограничивает разрешающую способность и, тем самым, полезное увеличение. В отличие от телескопа в микроскопе мы обычно имеем дело не с самосветящимися, а с освещенными объектами. У самосветящихся объектов отдельные точки испускают некогерентные колебания. У освещенных объектов свет, рассеянный отдельными точками, может обладать различной степенью когерентности в зависимости от условий освещения. Наибольшая когерентность будет иметь место, очевидно, когда источник света, освещающий объект, находится в главном фокусе конденсора. Тогда каждая точка источника освещает когерентной волной все точки объекта. Наименьшая когерентность имеет место, когда конденсор дает изображение света на объекте.

Аббе создал дифракционную теорию действия микроскопа, в которой процесс образования изображения рассматривается как результат вторичной интерференции дифракционных спектров. Рассуждения Аббе совершенно аналогичны соображениям, разобранным выше (§ 32), при анализе образования изображения ультразвуковых волн. Согласно Аббе для получения изображения необходимо, чтобы сквозь объектив микроскопа, кроме спектра нулевого порядка, прошли хотя бы спектры первого порядка. Отсюда получается условие для наименьшего угла охвата лучей объективом  $u$  (угловая апертура)  $\sin u \geq \frac{\lambda}{d}$ , где  $d$  — расстояние между еще различными дета-

лями. Чем больше спектров будет проходить через объектив, тем выше качество изображения. Наоборот, если загородить отдельные спектры, то получается полное искажение истинной структуры объекта. Аббе поставил ряд эффектных опытов, демонстрирующих

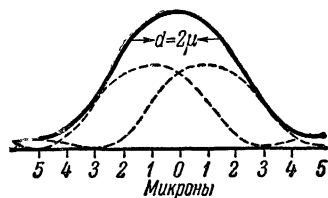


Рис. 121. Изображение двойной звезды в фокальной плоскости телескопа.

справедливость его теории, но при этом Аббе переоценил существенность различия между самосветящимися и несамосветящимися объектами. Д. С. Рождественский, в 1940 г. наиболее полно и глубоко разрешивший проблему рационального освещения объектов в микроскопе, пишет: «Ряд подобных опытов Аббе, которые всегда демонстрируются на лекциях по физике, потрясающе действуют на воображение. Эти чары, — мы увидим далее, какое недоразумение они представляют, — развеял Мандельштам».

Л. И. Мандельштам показал, что при освещении рассеянным светом несамосветящийся объект будет вести себя так же, как самосветящийся. Этот вывод вызвал сначала ожесточенные возражения со стороны учеников Аббе, но затем был признан правильным.

Дифракция в микроскопе не позволяет различать детали объектов, имеющих размеры, меньшие половины длины волны. При любых угловых апертурах объектива дифракционные круги, окружающие детали объекта, сливаются, если их расстояние меньше полуволны, и уже неразличимы в отдельности. Очевидно, чем меньше длина волны света, тем больше будет разрешающая сила микроскопа. Поэтому в последнее время делают для микроскопов специальные оптические линзы из кварца, флуорита и каменной соли, пропускающие ультрафиолетовые лучи. Микрофотографии, полученные в ультрафиолетовых лучах, дают возможность рассмотреть более тонкие детали объекта вследствие малости длины волны.

За последние годы дифракционная теория микроскопического изображения получила новое, очень важное практическое применение: была решена задача различения прозрачных деталей, мало отличающихся по своему показателю преломления. К таким объектам относятся детали внутреннего строения микроорганизмов. Даже при достаточном контрасте, эти детали остаются невидимыми из-за отсутствия контраста. Оказалось, что, изменяя условия второй интерференции дифракционных спектров, можно сделать такие детали видимыми. Для этого в главной фокальной плоскости объектива помещают тонкую, прозрачную пластинку, создающую сдвиг фазы спектра нулевого порядка на четверть длины волны по отношению к спектрам других порядков. Этот метод имеет огромное значение для исследований самых различных объектов и получил название *метода фазового контраста*.

Электронный микроскоп (§ 15) обладает колоссальной разрешающей способностью, так как электронам (§ 62) соответствуют такие же малые длины волн, как и рентгеновым лучам. Поэтому электронный микроскоп может давать изображения предметов, значительно меньших, чем длина световой волны.

Когда частицы весьма малых размеров ярко освещены, в микроскоп можно заметить их присутствие по окружающей дифракционной картине. На этом принципе Зидентопф и Зигмонди построили *ультрамикроскоп*. Объект *O* (рис. 122), представляющий, напри-

мер, эмульсию с мельчайшими взвешенными частицами, освещается сходящимся пучком света  $S$ . Картину наблюдают в микроскоп  $M$ . При благоприятных условиях, когда поле зрения совершенно темное (т. е. когда в микроскоп совсем не попадает прямой свет), можно обнаруживать частицы, например, коллоидального золота



Рис. 122. Схема ультрамикроскопа.

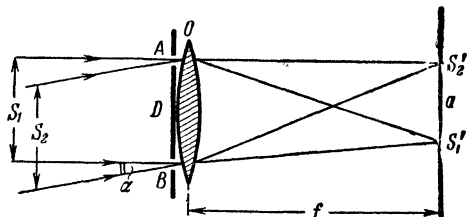


Рис. 123. Схема звездного интерферометра Майкельсона.

до  $0,004 \text{ мк} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ мм}$ . Рассеянный частицами свет наблюдают в виде блестящих звезд на фоне темного поля зрения.

Разрешающая сила телескопа может быть увеличена при помощи метода, предложенного Майкельсоном. Его *звездный интерферометр* позволяет производить измерение угловых размеров звезд и расстояний между компонентами двойных звезд, даже если измеряемые объекты находятся за пределами разрешающей силы телескопа.

Если перед объективом  $O$  (рис. 123) телескопа, на который падает от двух звезд свет  $S_1$  и  $S_2$ , поставить диафрагму  $D$  с двумя отверстиями  $A$  и  $B$ , то в фокальной плоскости от каждой звезды получится интерференционная картина. Расстояние между светлыми полосами будет при этом

$b = \frac{\lambda f}{D}$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $f$  — фокусное расстояние объектива и  $D=AB$  — расстояние между отверстиями. Благодаря тому, что звезды  $S_1$  и  $S_2$  находятся на угловом расстоянии  $\alpha$ , нулевые полосы в фокальной плоскости, получающиеся в тех местах, где должно находиться геометрически построенное изображение каждой звезды, будут расположены на расстоянии  $a = f\alpha$ .

Если расстояние между отверстиями  $A$  и  $B$  мало, то полосы получают на большом расстоянии друг от друга. В то же время расстояние  $a$  нулевых полос не зависит от  $D$ . Распределение яркости в

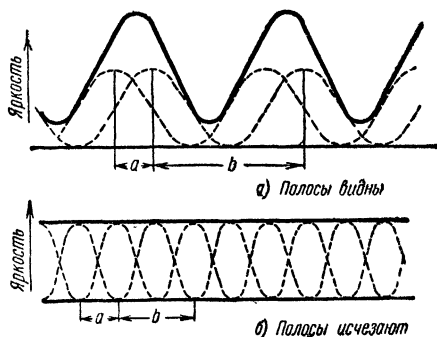


Рис. 124. Действие звездного интерферометра Майкельсона.

фокальной плоскости при небольшом расстоянии  $D$  представлено на рис. 124, а пунктиром для каждой звезды в отдельности и сплошной кривой, ординаты которой равны сумме ординат пунктирных кривых для суммарной картины. При раздвижении отверстий полосы каждой звезды делают более частыми ( $b$  уменьшается), в то время как расстояние  $a$  между нулевыми полосами остается постоянным. В конце концов, когда «период»  $b$  делается равным  $2a$ , полосы исчезнут (суммарная картина получится при этом такой, как представлено сплошной прямой на рис. 124, б). Условие  $b = 2a$  дает нам  $\frac{\lambda f}{D} = 2fa$ , откуда  $a = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{D}$ . Последнее

выражение позволяет находить угловое расстояние  $a$  между звездами по наблюдению исчезновения интерференционной картины при некотором расстоянии  $D$  между отверстиями  $A$  и  $B$ .

Наш расчет относится не только к компонентам двойной звезды, но и к отдельным точкам на диске звезды. Измерение расстояния, при котором исчезает интерференционная картина, полученная от

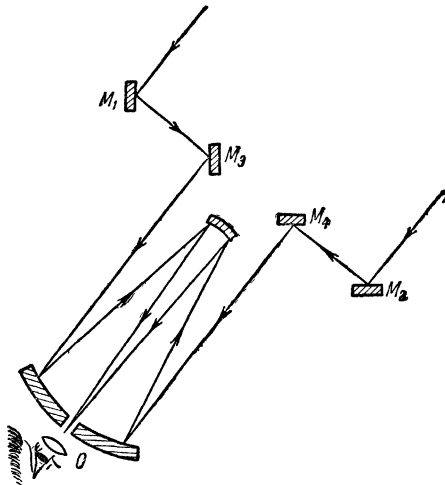


Рис. 125. Применение зеркал в звездном интерферометре на телескопе.

звезды, позволяет определить угловую величину последней, а если известно ее расстояние, то и истинный диаметр. Угловые величины звезд так малы, что для исчезновения интерференционных полос необходимо раздвигать щели на объективе на расстояние в несколько метров. Такого диаметра не имеет ни один телескоп. Поэтому в применяемом на практике интерферометре Майкельсона щели заменены зеркалами  $M_1$  и  $M_2$  (рис. 125), раздвинутыми на расстояние, гораздо большее, чем диаметр зеркала телескопа; другая пара зеркал  $M_3$  и  $M_4$  направляет свет в телескоп; интерференционную картину наблюдают в окуляр  $O$ . Во время измерения зеркала  $M_1$  и  $M_2$  раздвигают до исчезновения полос. Разрешающая сила прибора получается при этом такой, как у инструмента с диаметром зеркала, в 2 раза большим, чем расстояние между зеркалами  $M_1$  и  $M_2$ .

В конце 1920 г. Майкельсону впервые удалось измерить угловой диаметр звезды Бетельгейзе ( $\alpha$  Ориона) на интерферометре с максимальным расстоянием зеркал 6 м, приспособленном к телескопу 2,5 м. Угловой диаметр Бетельгейзе оказался равным  $0'',05$ , что соответствует поперечнику 400 000 000 км. Новые модели такого интер-

ферометра позволяют раздвигать зеркала до 18 м и, следовательно, измерять углы в тысячные доли секунды.

За последние годы большое развитие получила *радиоастрономия*, занимающаяся изучением радиоволн, испускаемых космическими телами: Солнцем, звездами и туманностями. *Радиотелескоп* представляет собой параболическое «зеркало», в фокусе которого помещены приемные антенны (см. т. II, рис. 417). Разрешающая способность радиотелескопа невелика ввиду сравнительно большой величины длин волн радиоизлучения. Например, даже при зеркале диаметром 10 м и при длине волны 1 м, отношение длины волны к диаметру зеркала в сотни тысяч раз больше, чем у световых телескопов. Соответственно возрастает вредная роль дифракции. Поэтому особое значение имеет применение *радиоинтерферометров* (рис. 126), обладающих разрешающей способностью, на порядки величин большей, чем у радиотелескопов. Принцип действия радиоинтерферометров в известном смысле аналогичен описанному выше световым интерферометрам. Различие состоит только в том, что зеркала друг относительно друга неподвижны, зато прибор может вращаться в целом. Радиоинтерферометр представляет поучительный пример нового применения старых, давно известных принципов классической волновой оптики.

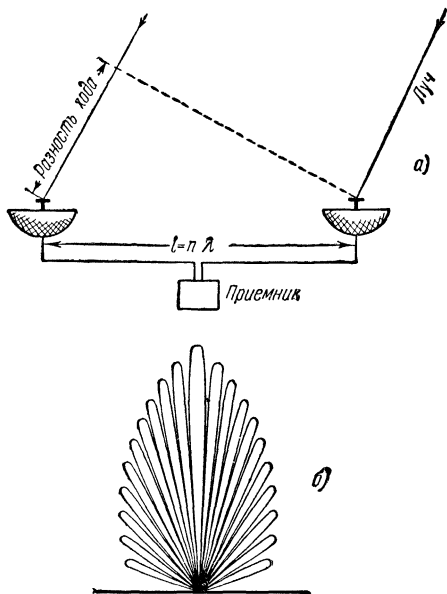


Рис. 126. Схема двухантенного радиоинтерферометра:

а) — схема радиоинтерферометра; б) — многолепестковая диаграмма направленности.