

скольких сантиметров, так что общее число щелей достигает 10^5 . Отражательная решетка изготавливается процарапыванием параллельных штрихов на зеркальной поверхности. Ее теория, по существу, не отличается от теории прозрачной решетки.

Для некоторых областей спектра стекло непрозрачно (например, ультрафиолетовые лучи). В этом случае нужно пользоваться кварцевой оптикой и отражательными решетками. Еще лучше, если можно обойтись вообще без линз. Этого можно достигнуть, заменяя плоскую отражательную решетку вогнутой.

Если щели одинаковой ширины a расположены вдоль решетки **б е с п о р я д о ч н о**, то при наложении одинаковых дифракционных картин от каждой щели взаимные сдвиги фаз будут распределены хаотически. Тогда их интенсивности будут просто складываться как для некогерентных источников, в соответствии с (10.7), и

$$A^2 = N A_1^2 \quad (14.15)$$

во всех точках экрана. Иными словами, в этом случае дифракционная картина останется такой же, как и от одной щели, но ее интенсивность возрастает пропорционально числу щелей N .

§ 15. Разрешающая способность оптических инструментов

В § 8 указывалось, что волновая природа света ставит определенный предел получению стигматических изображений. Изображение светящейся точки должно всегда представлять собой дифракционную картину, интенсивность которой распределена

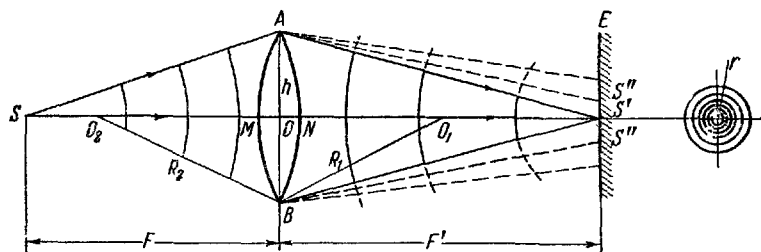


Рис 1.79.

в некоторой небольшой области пространства. Разберем этот вопрос на примере построения изображения в тонкой линзе, показанной на рис. 1.79.

Обозначим радиус кривизны передней поверхности линзы R_1 , а задней — R_2 и ее показатель преломления n . Точечный источ-

ник S , расположенный на расстоянии F от центра линзы O , испускает сферическую волну. Входящие в линзу участки фронта замедляются ($v = \frac{c}{n} < c$). В результате этого замедления участки, проходящие у краев линзы, выйдут наружу раньше, чем участки, идущие посередине, и фронт волны станет вогнутым — волна станет сходящейся.

В некоторую точку S' , находящуюся на расстоянии F' от центра линзы, волны, проходившие через разные части линзы, придут в одинаковой фазе, и в ней будет наблюдаться дифракционный максимум. Условием максимума является равенство оптических путей центрального и крайних лучей, т. е. одинаковость времени прохождения света вдоль этих лучей (так называемая тау-точность):

$$SM + n(MO + ON) + NS' = SA + AS'$$

или

$$F + (n-1)(MO + ON) + F' = SA + AS'$$

и после преобразований

$$(SA - F) + (AS' - F') = (n-1)[(R_1 - O_1O) + (R_2 - O_2O)]. \quad (15.1)$$

Для малых углов из прямоугольного треугольника SAO следует:

$$h^2 = (SA)^2 - F^2 = (SA - F)(SA + F) \approx (SA - F) \cdot 2F$$

или

$$SA - F \approx \frac{h^2}{2F}. \quad (15.2)$$

Аналогичным образом вычисляются и остальные входящие в (15.1) разности между гипотенузами и катетами соответственных прямоугольных треугольников:

$$AS' - F' \approx \frac{h^2}{2F'}, \quad R_1 - O_1O \approx \frac{h^2}{2R_1}, \quad R_2 - O_2O \approx \frac{h^2}{2R_2}. \quad (15.3)$$

Подставляя (15.2) и (15.3) в (15.1), после сокращения на $\frac{h^2}{2}$ получаем окончательно

$$\frac{1}{F'} + \frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (15.4)$$

Это соотношение совпадает с выведенной в § 8 методами геометрической оптики формулой линзы. Различие в знаках при F и R_2 обусловлено тем, что мы здесь рассматривали частный случай двояковыпуклой линзы и рассчитывали все расстояния арифметически, без учета их направлений и знаков. Совпадение (15.4) с (8.4) показывает, что точка S' является изображением источника S , полученным с помощью линзы.

Волновой расчет показывает, однако, что изображение S' — не точечное. Точка S' есть только положение максимума освещенности экрана E , поставленного перпендикулярно к оси SS' . В соседних с S' точках, благодаря дифракции, волны гасят друг друга лишь частично и освещенным на экране оказывается пятнышко некоторого радиуса r , окруженное чередующимися темными и светлыми кольцами.

Радиус дифракционного кольца определяется из условия, чтобы в его крайних точках S'' происходило взаимное гашение волн, приходящих по путям AS'' , BS'' и от всех остальных точек окружности линзы. Интерференция от двух точек A и B была рассчитана нами ранее в § 11. Расчет интерференции от всех точек волнового фронта значительно более громоздок, но его результат отличается от (11.5) лишь числовым множителем. Для бесконечно удаленного источника (параллельных до линзы лучей):

$$r = 0,61 \lambda \frac{f}{h} = 1,22 \lambda \frac{f}{D}, \quad (15.5)$$

где $D=2h$ — диаметр объектива. Распределение интенсивностей дифракционной картины вокруг точки S' показано на рис. 1.80. Узловые линии, показывающие минимумы интенсивности на фронте волны, даются на рис. 1.79 пунктиром.

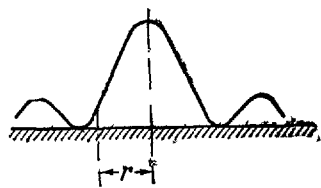


Рис. 1.80.

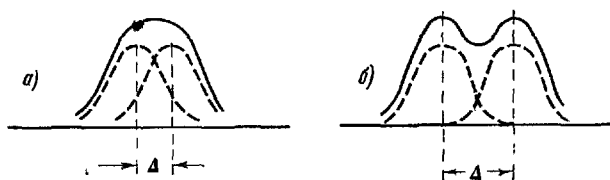


Рис. 1.81

Величина r характеризует разрешающую способность линзы. Если центры изображений двух светящихся точек предмета окажутся на расстоянии Δ друг от друга, меньшем r , то их дифракционные пятна сольются в одно, как показано на рис. 1.81, а, и никакое дальнейшее повышение увеличения не сможет их разделить. Лишь начиная с $\Delta \approx r$ посередине получается провал в интенсивности, т. е. разделяющая дифракционные пятна более темная полоса (рис. 1.81, б).

Для увеличения разрешающей способности (т. е. уменьшения радиуса дифракционного кольца r) объективы телескопов делают возможно больших диаметров D . Как видно из (15.5), другим путем увеличения разрешающей силы является уменьшение длины волны λ . В более коротковолновых лучах можно различить более мелкие детали предмета. Однако очень короткие ультрафиолетовые лучи не воспринимаются глазом и полученное изображение должно наблюдаться с помощью специального экрана, светящегося (флуоресцирующего) под действием ультрафиолетовых лучей, или фиксироваться фотографической пластинкой.

При наблюдении мелких биологических объектов в обычном микроскопе, наряду с недостаточной разрешающей способностью последнего, возникают дополнительные трудности. Наблюдаемые в видимом свете препараты недостаточно контрастны вследствие отсутствия у них полос поглощения в видимом свете. В ультрафиолетовой же части спектра они имеют полосы поглощения.

Е. М. Брумберг под руководством С. И. Вавилова усовершенствовал микроскоп для наблюдения в ультрафиолетовом свете, применив прозрачную для этих лучей кварцевую оптику. Препарат фотографируется в трех длинах волн в ультрафиолете (с помощью специально разработанных фильтров). Затем эти фотографии воспроизводятся в условных видимых цветах.

Для визуальных наблюдений был разработан аналогичный метод. В окуляр ультрафиолетового микроскопа, в плоскости действительного изображения препарата, помещается специальный экран, на который наносится смесь трех веществ, флуоресцирующих различным видимым светом (трех основных тонов) и обладающих каждое избирательным поглощением в ультрафиолетовом свете. На таком экране при освещении препарата одновременно полным ультрафиолетовым спектром будут получаться цветные изображения, подобные тем, которые получают с помощью трехцветной фотографии. Действие подобного экрана имеет близкую аналогию с действием сетчатки нашего глаза, которая также анализирует падающий на нее световой поток с помощью трех типов центров цветовой чувствительности.

Еще большую разрешающую силу можно было бы получить с помощью еще более коротких рентгеновских лучей. Однако эти лучи обладают очень большой проникающей способностью и проходят через вещество, почти не преломляясь. Поэтому для них нельзя создать преломляющих линз и построить соответствующие оптические приборы.

Примерно такой же длиной волны, как рентгеновские лучи, обладают потоки электронов при соответствующих скоростях. Поэтому электронный микроскоп, схема которого описана в т. II, § 38, обладает очень высокой разрешающей способностью.