

***В.В. ЛЕНТОВСКИЙ, Л.И. ВАСИЛЬЕВА,
Д.Л. ФЕДОРОВ***

ВВЕДЕНИЕ В ОПТОТЕХНИКУ

Учебное пособие

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Балтийский государственный технический университет «Военмех»

*В.В. ЛЕНТОВСКИЙ, Л.И. ВАСИЛЬЕВА,
Д.Л. ФЕДОРОВ*

ВВЕДЕНИЕ В ОПТОТЕХНИКУ

Учебное пособие

Санкт-Петербург
2020

УДК 530.145(075.8)
Л46

Лентовский, В.В.

Л46 Введение в оплотехнику: учебное пособие / В.В. Лентовский, Л.И. Васильева, Д.Л. Федоров; Балт. гос. техн. ун-т. – СПб., 2020. – 108 с.
ISBN 978-5-907324-09-1

Кратко изложены основные законы оптики и соотношения, используемые при проектировании и расчете оптических приборов. Рассмотрены физические принципы действия, конструктивные особенности и области применения некоторых приборов оплотехники.

Предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки «Оплотехника», а также в качестве дополнительной литературы по общему курсу физики для всех остальных направлений подготовки и специальностей.

УДК 530.145(075.8)

Рецензент проф. каф. физики, д-р ф-мат. наук
Д.Ю. Иванов

*Утверждено
редакционно-издательским
советом университета*

ISBN 978-5-907324-09-1

© Авторы, 2020
© БГТУ, 2020

ВВЕДЕНИЕ

Оптикой называется раздел физики, в котором изучаются закономерности световых явлений, процессы взаимодействия света и вещества, а также вопрос о природе света, интересующий людей с глубокой древности. И недаром – ведь с помощью света каждый человек получает основную часть информации об окружающем мире. Народная мудрость гласит: «Лучше один раз увидеть, чем сто раз услышать». С появлением письменности даже слово мы воспринимаем глазами. В славянских языках слово «свет» обозначает также и мир вокруг нас, и в этом заложен глубокий смысл.

Исторически оптика начала развиваться как учение о зрении, т.е. как часть философской теории ощущений. В древнегреческой философии возникло и более тысячи лет господствовало представление о том, что мы видим мир благодаря тому, что из наших глаз исходят лучи света. Отражаясь от предмета, эти лучи возвращаются в глаз и вызывают зрительное ощущение. Причем для распространения этих лучей необходимо внешнее освещение, в темноте зрительные лучи гаснут. Теория зрительных лучей, несмотря на ее несоответствие действительности, позволила грекам достичь значительных успехов в геометрической оптике; им, например, был известен закон отражения света и даже его доказательство. В то же время существовали и другие теории. Например, Демокрит, основоположник понятия об атоме, считал, что каждый светящийся предмет является источником частиц, которые летят от предмета во все стороны, попадают в глаза и вызывают зрительное ощущение. С другой стороны, стоики, придерживающиеся, как и большинство других греческих философов, теории зрительных лучей, представляли их в виде волн, распространяющихся внутри конуса, вершина которого находится в зрачке.

Таким образом, уже в глубокой древности возникли две противоположные теории о природе света: волновая и корпускулярная. И это неудивительно, так как свет несет энергию, которую можно ощущать не только с помощью глаз, но и, например, по его тепловому действию. А энергию, исходя из механических аналогий, общепринятых в древности, можно передавать двумя способами: либо эта энергия связана с движением тела – корпускулы, либо она передается при распространении упругих волн в особой светонесущей среде – эфире. Последнего взгляда придерживался в XVII в. Рене Декарт и вслед за ним итальянец Франческо Гримальди, англичанин Роберт Гук и голландец Христиан Гюйгенс. Однако авторитет Исаака Ньютона, защитника корпускулярной теории, на целое столетие заставил физиков

забыть о волновой теории. Только в начале XIX в. работы Томаса Юнга, Этьена Малюса и особенно Огюстена Жана Френеля привели к полному признанию волновой теории. Важнейшим шагом при этом было открытие поперечности световых волн, так как старые взгляды, основанные на представлениях о продольных волнах сжатия и растяжения, не могли объяснить ряд световых явлений. В течение XIX в. физики пытались создать математическую модель эфира, в котором распространяются поперечные световые волны. В то же время, независимо от оптических работ, проводились исследования по электричеству и магнетизму, увенчавшиеся открытиями Майкла Фарадея. Джеймс Максвелл подытожил все имеющиеся знания в этой области, сформулировав систему своих знаменитых уравнений. Наиболее важным следствием этих уравнений было предсказание существования поперечных электромагнитных волн, распространяющихся со скоростью света, и отождествление света с этими волнами. Сам Максвелл и его последователи долгое время считали, что он создал механику эфира – всепроникающей светоносной среды. Лишь в дальнейшем, когда физики привыкли к уравнениям Максвелла, они оставили попытки объяснить эти уравнения на основе механических моделей. Теперь электромагнитное поле, описанное Максвеллом, признается самостоятельной субстанцией, не сводящейся ни к чему более простому и понятному.

Но даже электромагнитная теория света, способная в основных чертах объяснить все явления, связанные с распространением света, не смогла описать процессы излучения и поглощения света атомными системами, так как эти вопросы связаны не только с физикой самого света, но и с физикой атома. В начале XX в. в результате развития квантовой теории атома датскому физическому Нильсу Бору удалось объяснить закономерности в оптических спектрах излучения и поглощения. Причем уже в первоначальной форме квантовой теории, выдвинутой Максом Планком для объяснения законов теплового излучения, содержалось предположение, полностью противоречащее классической физике, а именно, что колебательная электрическая система передает свою энергию электромагнитному полю не непрерывно, а порциями – квантами, величина которых пропорциональна частоте колебаний. Альберт Эйнштейн на основании теории Планка возродил на новой основе корпускулярную теорию света, положив, что кванты – это реально существующие частицы, обладающие одновременно волновыми свойствами, – фотоны. В то же время квантовая механика, основанная на статистической, вероятностной точке зрения, объединила корпускулярные и волновые представления, не делая различия

между частицами света и вещества. В корпускулах сосредоточены энергия, масса, импульс, т.е. корпускулярные свойства вещества и света, а в волнах – вероятность нахождения частиц света и вещества в том или ином месте, благодаря чему возникает возможность вычислить распределение частиц в пространстве в согласии с волновыми представлениями. Лишь соединяя волновые и корпускулярные представления в единое целое, мы получаем адекватную картину реальных объектов. Таким образом, давний спор двух некогда непримиримых теорий завершился миром.

Сегодня научные разработки невозможно представить без широкого использования оптических методов исследования, высокоточных оптических измерительных приборов, эффективных оптических технологий и методов обработки информации, включая разнообразные области применения полупроводниковой и лазерной техники. Поэтому современному инженеру необходимы широкие теоретические знания в области оптики, умение решать практические задачи, прочное владение расчетными методами. В предлагаемом пособии в сжатой форме представлены основные теоретические сведения по оптике и оплотехнике, а также устройство и принцип действия некоторых, наиболее часто эксплуатируемых, приборов оплотехники.

1. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

1.1. Законы геометрической оптики

Раздел оптики, в котором считают длину световой волны пренебрежимо малой ($\lambda \rightarrow 0$), называют геометрической или лучевой оптикой, так как в этом случае законы оптики можно сформулировать на языке геометрии.

Одним из основных понятий геометрической оптики является *луч* – линия, вдоль которой распространяется световая энергия. В основе геометрической оптики лежат четыре закона.

1. **Закон прямолинейного распространения света:** в однородной среде свет распространяется прямолинейно. Этот закон справедлив только для тех случаев, когда размеры преград на пути луча во много раз больше значения квадратного корня из произведения длины световой волны на расстояние от преграды до точки наблюдения.

2. **Закон независимости световых лучей:** лучи при пересечении не возмущают друг друга.

3. **Закон отражения** от границы раздела двух сред: лучи падающий, отраженный и нормаль, восстановленная в точке падения, лежат в одной плоскости; угол падения равен углу отражения:

$$\vartheta = \vartheta' \quad (1.1)$$

В геометрической оптике углы считаются от нормали (рис. 1.1, а).

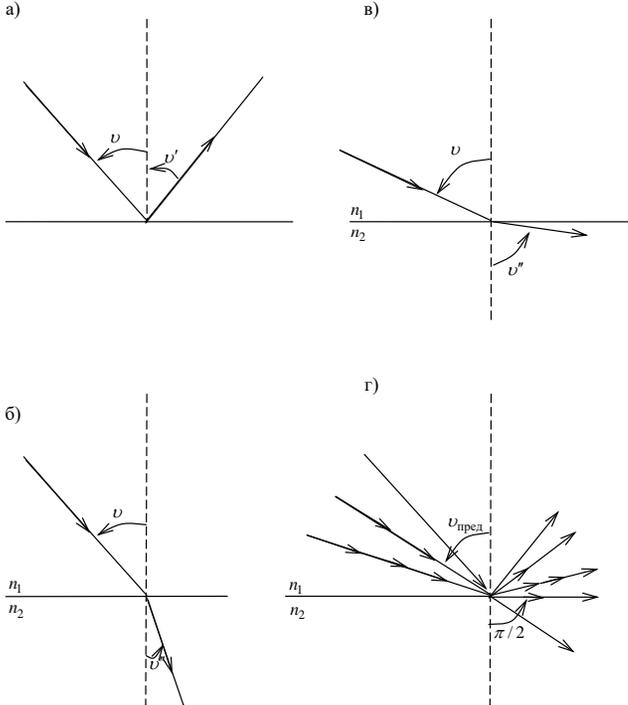


Рис. 1.1

4. **Закон преломления:** лучи падающий, преломленный и нормаль, восстановленная в точке падения, лежат в одной плоскости (рис. 1.1, б); угол падения и угол преломления связаны между собой соотношением

$$\frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta''} = \frac{n_2}{n_1} = n_{12}, \quad n_2 \sin \vartheta'' = n_1 \sin \vartheta. \quad (1.2)$$

где n_1 – абсолютный показатель преломления первой среды, в которой распространяется падающий свет; n_2 – абсолютный показатель пре-

ломления второй среды, в которой преломляется свет; n_{12} – относительный показатель преломления второй среды относительно первой.

Абсолютный показатель преломления среды показывает, во сколько раз скорость света в вакууме (c) больше, чем скорость света в данной среде:

$$n_1 = \frac{c}{v_1}, \quad n_2 = \frac{c}{v_2}. \quad (1.3)$$

Среда с большим показателем преломления называется *оптически более плотной*.

Допустим, что свет распространяется из оптически более плотной среды в менее плотную ($n_2 < n_1$) (рис. 1.1, в). Из закона преломления (1.2) видно, что при этом $\vartheta' > \vartheta$. При увеличении угла падения возрастает и угол преломления и при определенном угле падения, называемом *предельным*, становится равным $\pi/2$, т.е. преломленный луч скользит по границе раздела двух сред (рис. 1.1, з). Величину предельного угла можно легко рассчитать:

$$n_2 \sin \frac{\pi}{2} = n_1 \sin \vartheta_{\text{пред}}, \quad \text{т.е.} \quad \sin \vartheta_{\text{пред}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{12}. \quad (1.4)$$

Если в таком случае угол падения больше предельного, то преломленный луч отсутствует, вся световая энергия возвращается, отразившись от границы, в первую среду. Это явление *полного внутреннего отражения*.

1.2. Сферическая граница раздела сред

Наибольший интерес представляет сферическая граница раздела двух сред. Рассмотрим случай ($n_2 > n_1$) (рис. 1.2). Точка C – центр кривизны преломляющей поверхности; R – радиус кривизны этой поверхности; OO' – *главная оптическая ось* – прямая, проходящая через центр кривизны и вершину преломляющей поверхности.

Допустим, что источник света точечный и расположен на оптической оси (см. рис. 1.2). Выберем лучи, исходящие из точки P , близкие к оптической оси, так, что $\beta \rightarrow 0$. Такие лучи называются *параксиальными*.

Только для параксиальных лучей объект и изображение подобны: точка изображается в виде точки, сфера – в виде сферы и т.д. Направление одного из таких лучей вследствие преломления во второй среде изменится: $\vartheta' < \vartheta$. Второй луч, идущий вдоль оптической оси, не преломится, так как падает на границу раздела нормально.

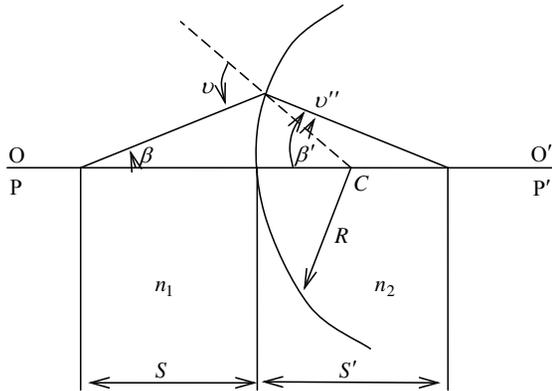


Рис. 1.2

Можно показать, что параксиальные лучи, исходящие в первой среде из точки P , пересекутся во второй среде в точке P' . Следовательно, P' – изображение точки P . В геометрической оптике такие точки называются *сопряженными*, они обратимы: если объект поставить в точку P' , изображение его наблюдается в точке P .

Обозначим расстояние от вершины преломляющей поверхности до объекта буквой S , расстояние до изображения – S' . Для параксиальных пучков (т.е. пучков, близких к оси, $\vartheta \rightarrow 0$, $\vartheta'' \rightarrow 0$, $\beta \rightarrow 0$, $\beta' \rightarrow 0$) справедлив нулевой инвариант Аббе:

$$n_1 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{S} \right) = n_2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{S'} \right). \quad (1.5)$$

Это соотношение получено из закона преломления для малых углов.

При использовании всех соотношений геометрической оптики следует помнить *правила знаков*:

а) все расстояния отсчитываются от вершины преломляющей поверхности; если отсчет происходит по ходу луча, расстояние положительно, если против хода луча – отрицательно (например, на рис. 1.2 S отрицательно, S' положительно);

б) все углы отсчитываются от нормали к преломляющей поверхности или от оптической оси; если отсчет угла происходит по часовой стрелке, угол положителен, против – отрицателен;

в) отрезки, перпендикулярные оптической оси, положительны, если они расположены выше оси, отрицательны – в противоположном случае.

Для сферической преломляющей поверхности главным фокусом называется точка F' , в которой собираются сами лучи или их продолжения, падающие на поверхность параллельно главной оптической оси.

На рис. 1.3 точка F' – главный фокус, f' – *фокусное расстояние*. Сферическая преломляющая поверхность может быть собирающей (рис. 1.3, а). Когда во второй среде пересекаются сами лучи, фокус действительный и фокусное расстояние положительно. Случай на рис. 1.3, б – рассеивающий поверхность, параллельные в первой среде лучи во второй становятся расходящимися, точка пересечения их продолжений, главный фокус, мнимый и фокусное расстояние отрицательно.

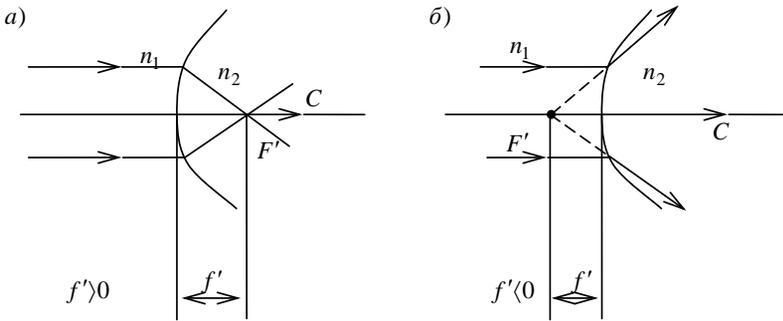


Рис. 1.3

Рассчитаем главное фокусное расстояние преломляющей поверхности, воспользовавшись нулевым инвариантом Аббе (1.5).

Если на поверхность падает параллельный пучок света, то $S \rightarrow \infty$ и изображение получится в главном фокусе, т. е. $S' = f'$, следовательно:

$$n_1 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{\infty} \right) = n_2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{f'} \right),$$

отсюда

$$\frac{n_2 - n_1}{R} = \frac{n_2}{f'} = \Phi. \tag{1.6}$$

Здесь Φ – *оптическая сила* преломляющей поверхности. Оптическая сила измеряется в диоптриях (1 дп = 1/м), ее знак зависит от знака главного фокусного расстояния. Для собирающей поверхности $\Phi > 0$, для рассеивающей $\Phi < 0$.

Формулу *сферического зеркала* можно легко получить из того же нулевого инварианта Аббе (1.5). Если вместо преломляющей сферической поверхности на пути луча расположено сферическое зеркало, то луч отражается в ту же среду.

Учитывая правило знаков для отсчета расстояний после отражения, получим

$$\frac{n}{R} - \frac{n}{S} = -\frac{n}{R} + \frac{n}{S'},$$

отсюда

$$\frac{1}{S'} + \frac{1}{S} = \frac{2}{R} = \frac{1}{f'} \quad \text{или} \quad f' = \frac{R}{2}. \quad (1.7)$$

1.3. Тонкая линза

В оптических приборах применяют линзы. *Линза* – это прозрачное для света тело с абсолютным показателем преломления n_l , ограниченное с двух сторон криволинейными поверхностями. Простейший случай – обе поверхности сферические и центры кривизны обеих поверхностей лежат на одной прямой, называемой главной оптической осью линзы. Такая система преломляющих поверхностей называется *центрированной*. Рассмотрим сначала *тонкую линзу*, т.е. такую, толщина которой во много раз меньше ее диаметра (рис. 1.4). Для вывода формулы тонкой линзы применим нулевой инвариант Аббе дважды (первой преломляющей поверхностью считаем ту, которая первой преломляет лучи).

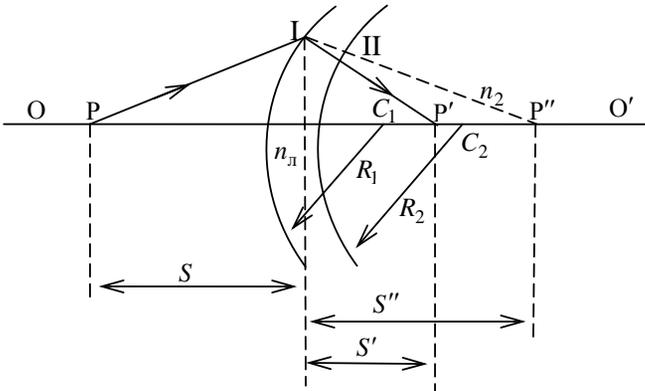


Рис. 1.4

Для первой преломляющей поверхности

$$\frac{n_1}{R_1} - \frac{n_1}{S} = \frac{n_l}{R_1} - \frac{n_l}{S''},$$

здесь S'' – расстояние от первой поверхности до точки P'' – изображения точки P , даваемого только первой поверхностью.

Для второй преломляющей поверхности S'' – расстояние до объекта (до точки P''), S' – расстояние до изображения, полученного системой обеих преломляющих поверхностей.

Запишем для второй поверхности:

$$\frac{n_l}{R_2} - \frac{n_l}{S''} = \frac{n_2}{R_2} - \frac{n_2}{S'}.$$

Сложив оба этих равенства:

$$\frac{n_1}{R_1} - \frac{n_1}{S} + \frac{n_l}{R_2} - \frac{n_l}{S''} = \frac{n_l}{R_1} - \frac{n_l}{S''} + \frac{n_2}{R_2} - \frac{n_2}{S'},$$

получим

$$\frac{n_2}{S'} - \frac{n_1}{S} = \frac{n_l - n_1}{R_1} + \frac{n_2 - n_l}{R_2}. \quad (1.8)$$

Это формула тонкой линзы в общем случае, если перед линзой и за ней разные среды ($n_2 \neq n_1$). Если линза помещена в одну и ту же среду, то $n_2 = n_1 = n$ и мы получим формулу тонкой линзы:

$$n \left(\frac{1}{S'} - \frac{1}{S} \right) = (n_l - n) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

или

$$\frac{1}{S'} - \frac{1}{S} = \left(\frac{n_l}{n} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.9)$$

У системы двух преломляющих поверхностей существуют два главных фокуса.

Задний фокус F' – точка, в которой собираются лучи (или их продолжения), падающие на систему параллельно главной оптической оси. На рис. 1.5, *a* показана собирающая линза. Она собирает параллельные лучи в одну точку, задний фокус ее действителен, фокусное расстояние положительно; на рис. 1.5, *б* – рассеивающая лин-

за, ее задний фокус мнимый и фокусное расстояние отрицательно. Плоскость, проходящая через главный фокус перпендикулярно главной оптической оси, называется *фокальной плоскостью*.

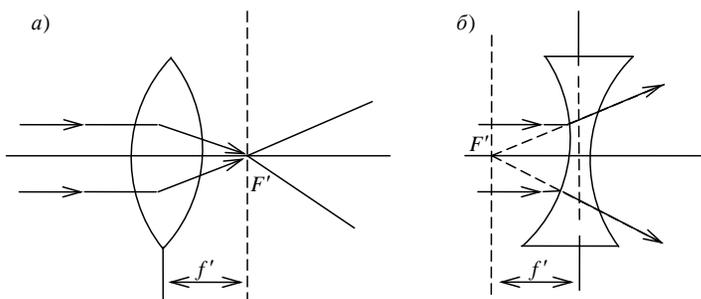


Рис. 1.5

Передний фокус F – точка, исходящие из которой лучи (или их продолжения) выходят из системы параллельно главной оптической оси (рис. 1.6). Оптическая сила линзы $\Phi = n_2 / f'$; для собирающей линзы $\Phi > 0$, для рассеивающей линзы $\Phi < 0$.

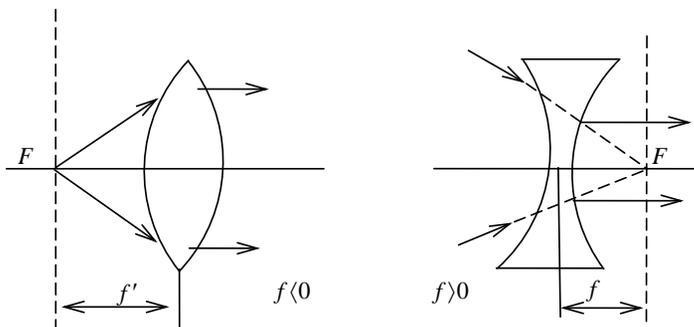


Рис. 1.6

Определим оптическую силу тонкой линзы, используя формулу (1.8).

Если на линзу падает параллельный пучок лучей, то $S \rightarrow \infty$, а $S' = f'$, следовательно:

$$\Phi = \frac{n_2}{f'} = \frac{n_l - n_1}{R_1} + \frac{n_2 - n_l}{R_2},$$

а для случая $n_2 = n_1 = n$

$$\Phi = \frac{n}{f'} = (n_{\text{л}} - n) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.10)$$

Если лучи исходят из переднего фокуса, то $S = f$, $S' \rightarrow \infty$ и

$$-\frac{n_1}{f} = \frac{n_{\text{л}} - n_1}{R_1} + \frac{n_2 - n_{\text{л}}}{R_2} = \Phi.$$

Из этого (с учетом (1.10))

$$\Phi = \frac{n_2}{f'} = -\frac{n_1}{f}. \quad (1.11)$$

Следовательно, переднее и заднее фокусные расстояния линзы равны по абсолютной величине только в случае, если перед линзой и за ней одинаковая среда ($n_2 = n_1 = n$).

При построении изображения в тонкой линзе используют два из трех лучей: 1) луч, идущий из переднего фокуса, после линзы он распространяется вдоль оптической оси, 2) луч, падающий на линзу параллельно оптической оси; выходя из линзы, он проходит через задний фокус; 3) луч, проходящий через оптический центр линзы (точка O), после линзы он не меняет своего направления (рис. 1.7). Из геометрических соображений можно оценить поперечное увеличение, даваемое линзой:

$$\gamma = \frac{y'}{y}. \quad (1.12)$$

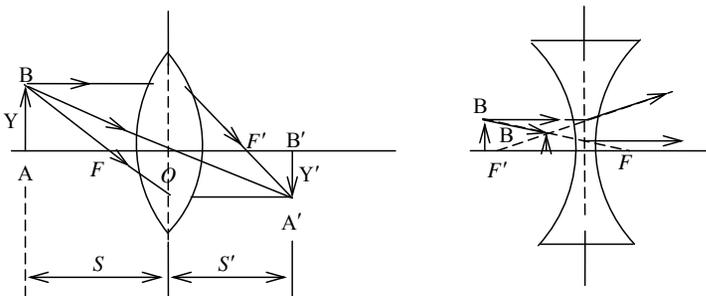


Рис. 1.7

Из подобия треугольников ABO и $A'B'O'$ (рис. 1.7) следует:
 $y'/y = S'/S$.

1.4. Реальные оптические системы

Реальные оптические системы представляют собой либо толстые линзы, либо систему из двух тонких линз. Для реальных оптических систем существуют следующие пары *кардинальных точек и плоскостей* (рис. 1.8):

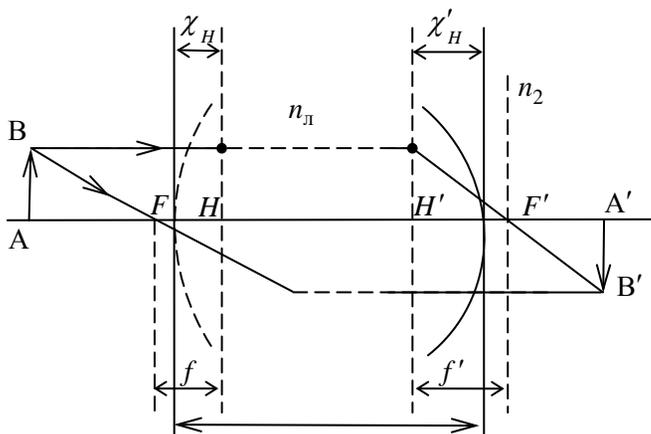


Рис. 1.8

1) **главные плоскости** – сопряженные плоскости, линейное увеличение на которых равно +1. Это означает, что если луч дошел до одной главной плоскости, то из второй он выходит на том же расстоянии от оптической оси. Точки пересечения главных плоскостей с оптической осью – **главные точки** системы (H и H');

2) **главные фокусы** и фокальные плоскости имеют тот же смысл, что и у тонкой линзы, отсчитываются главные фокусы от главных точек системы;

3) **узловые точки** – такие точки на оптической оси системы, угловое увеличение в которых равно +1. Узловые и главные точки совпадают только в том случае, когда перед системой и за ней одна и та же среда.

Оптическая сила *толстой линзы* определяется из соотношения

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d}{n_{\text{л}}} \Phi_1 \Phi_2 = \frac{n_2}{f'} = -\frac{n_1}{f}, \quad (1.13)$$

где Φ_1 – оптическая сила первой преломляющей поверхности; Φ_2 – оптическая сила второй преломляющей поверхности; Φ – оптическая сила толстой линзы; d – толщина линзы, отсчитанная вдоль главной оптической оси.

Положения главных точек находят на основе формул

$$\chi_{\text{H}} = \frac{d}{n_{\text{л}}} \frac{\Phi_2}{\Phi}; \quad \chi_{\text{H}'} = -\frac{d}{n_{\text{л}}} \frac{\Phi_1}{\Phi}. \quad (1.14)$$

Расстояния χ_{H} и $\chi_{\text{H}'}$ откладываются от вершин первой и второй преломляющих поверхностей, соответственно (см. рис. 1.8). Для системы двух тонких линз, расположенных в воздухе, справедливы аналогичные соотношения:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2 = \frac{n_2}{f'} = -\frac{n_1}{f}, \quad (1.15)$$

где Φ_1 – оптическая сила первой линзы; Φ_2 – оптическая сила второй линзы; d – расстояние между линзами;

$$\chi_{\text{H}} = d \frac{\Phi_2}{\Phi}; \quad \chi_{\text{H}'} = -d \frac{\Phi_1}{\Phi}. \quad (1.16)$$

1.5. Оптические приборы

Простейшим прибором, вооружающим человеческий глаз, является лупа. *Лупа* – это короткофокусная собирающая система, расположенная так, чтобы рассматриваемый объект находился в ее фокальной плоскости. Для простоты рассмотрим в качестве лупы тонкую линзу (рис. 1.9). Если объект AB расположен в фокальной плоскости, то лучи, исходящие из точки B , выйдут из линзы параллельным пучком, составляющим угол с оптической осью. Хрусталик глаза соберет параллельные между собой лучи в одну точку на сетчатке, и мы увидим изображение. Изображение, даваемое лупой, можно показать на

чертеже, если расположить объект чуть ближе фокуса (рис. 1.9, б). Тогда из линзы выйдет расходящийся пучок лучей, продолжения которых соберутся в точке B' , образуя мнимое изображение объекта.

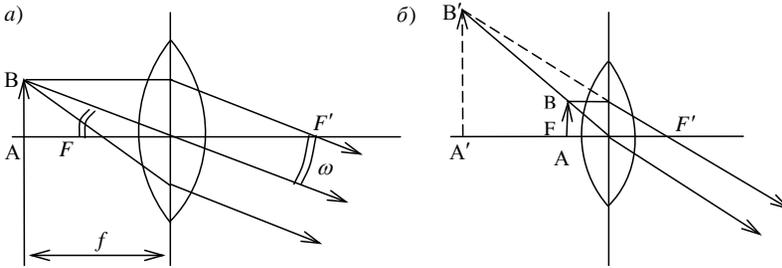


Рис. 1.9

Видимым увеличением любого оптического прибора называется величина, равная:

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg}\omega_B}{\operatorname{tg}\omega_H}, \quad (1.17)$$

где ω_B – угол зрения на объект вооруженным глазом; ω_H – угол зрения на объект невооруженным глазом. Из рис. 1.9 видно, что $\operatorname{tg}\omega_B = \operatorname{tg}\omega = AB/f$. При рассматривании этого же объекта невооруженным глазом угол зрения будет удовлетворять равенству $\operatorname{tg}\omega_H = AB/L$, где L – расстояние наилучшего зрения, для нормально-го глаза $L = 25$ см.

Учитывая вышесказанное, найдем увеличение линзы:

$$\Gamma = \frac{AB \cdot L}{f \cdot AB} = \frac{L}{f}. \quad (1.18)$$

Микроскоп – оптический прибор, предназначенный для увеличения мелких деталей объектов. Он состоит из двух собирающих оптических систем: объектива и окуляра, расположенных так, чтобы действительное изображение, даваемое объективом, попадало в фокальную плоскость окуляра (рис. 1.10). Объект AB располагают несколько дальше фокуса объектива, из подобия треугольников следует:

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{d}{f'_{об}}, \text{ т.е. } A'B' = AB \frac{d}{f'_{об}}.$$

Здесь d – расстояние между фокальными плоскостями объектива и окуляра. Увеличение микроскопа равно:

$$\Gamma = \frac{\text{tg}\omega_B}{\text{tg}\omega_H}, \text{ где } \text{tg}\omega_B = \frac{A'B'}{f_{ок}} = \frac{AB \cdot d}{f_{об} f_{ок}} = \text{tg}\omega.$$

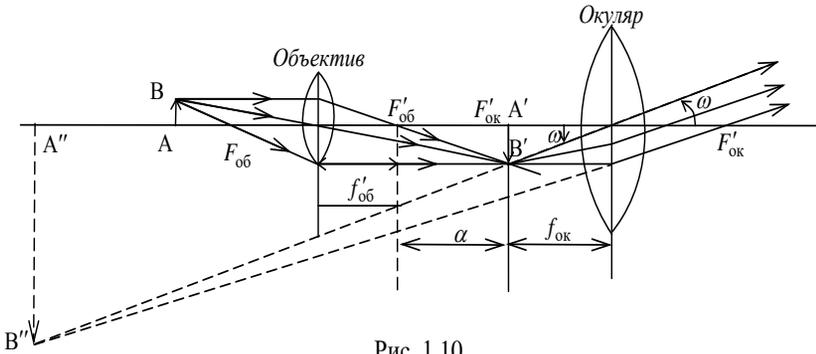


Рис. 1.10

Следовательно,

$$\Gamma = \frac{Ld}{f_{об} f_{ок}}. \quad (1.19)$$

Для получения большого увеличения объектив и окуляр подбираются короткофокусными.

Телескоп – прибор, предназначенный для наблюдения удаленных объектов. Лучи от удаленных объектов падают на объектив параллельным пучком, изображение от объектива наблюдается в его фокальной плоскости. При наблюдении объектов совмещают переднюю фокальную плоскость с задней фокальной плоскостью объектива, изображение в фокальной плоскости объектива является предметом для окуляра.

На рис. 1.11 изображен ход лучей в телескопе. Лучи, идущие от верхнего края удаленного объекта, пересекают оптическую ось прибора под углом ω , т.е. ω – угол зрения на объект невооруженным глазом: $\text{tg}\omega_{\text{H}} = \text{tg}\omega = y' / f'_{\text{об}}$. За объективом эти лучи соберутся в одной точке фокальной плоскости на расстоянии y' от оптической оси. Лучи, исходящие из этой точки под разными углами, преобразуются окуляром в параллельный пучок, выходящий из телескопа под углом ω' к оптической оси.

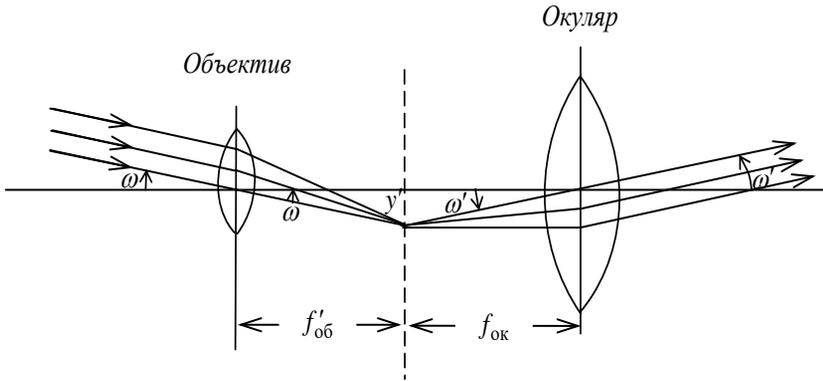


Рис. 1.11

Угол зрения таким образом возрастает: $\text{tg}\omega_{\text{В}} = \text{tg}\omega' = y' / f_{\text{ок}}$. Увеличение телескопа

$$\Gamma = \frac{\text{tg}\omega_{\text{В}}}{\text{tg}\omega_{\text{H}}} = \frac{f'_{\text{об}}}{f_{\text{ок}}}. \quad (1.20)$$

В телескопах используют длиннофокусные объективы и короткофокусные окуляры. Телескоп (как и микроскоп) дает перевернутое изображение. Для получения прямых изображений удаленных объектов используется **зрительная труба** (телескоп Галилея), окуляр которой представляет собой рассеивающую линзу (рис. 1.12). Расстояние между объективом и окуляром при этом равно разности абсолютных величин их фокусных расстояний, поэтому зрительная труба короче телескопа с аналогичными параметрами.

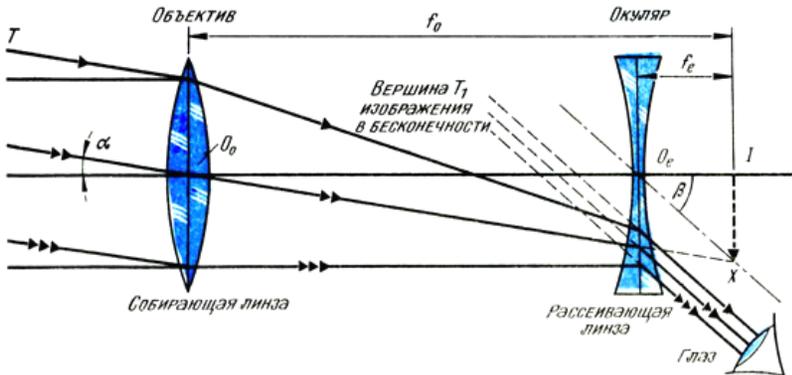


Рис. 1.12

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

2.1. Распределение интенсивности интерферирующих волн

Интерференцией называется присущее всякому волновому процессу сложение в пространстве двух или нескольких волн с одинаковыми периодами, вследствие чего в пространстве образуются чередующиеся усиления и ослабления результирующей волны, т.е. интерференционные полосы. Если представить гармонические колебания одинаковой частоты в данной точке пространства в виде векторов на векторной диаграмме, длина которых соответствует амплитуде колебания, а угол между вектором и осью χ – фазе колебаний, то при сложении двух таких векторов квадрат амплитуды результирующего вектора можно найти из теоремы косинусов (рис. 2.1):

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos\delta, \text{ где } \delta = \alpha_1 - \alpha_2.$$

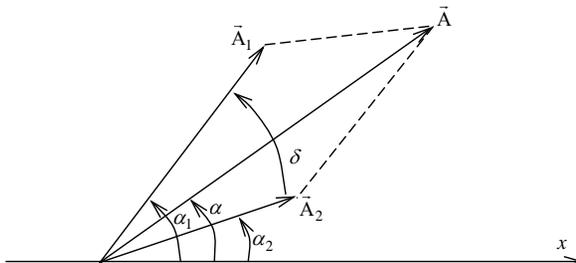


Рис. 2.1

Квадрат амплитуды пропорционален интенсивности света, следовательно:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta = I_1 + I_2 + I_{12}, \quad (2.1)$$

где I_{12} – **интерференционный член**, знак которого зависит от разности фаз δ . Если $\cos \delta > 0$, то результирующая интенсивность больше, чем сумма интенсивностей интерферирующих волн, если $\cos \delta < 0$, то меньше. При $\cos \delta = 1$, когда $\delta = \pm 2\pi m$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, интенсивность максимальна: $I = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$, а при $\cos \delta = -1$, когда $\delta = \pm 2\pi(m + 1/2)$, минимальна: $I = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$. Особенно ярко интерференция проявляется, когда интерферирующие волны имеют одинаковые интенсивности: $I_1 = I_2$. Тогда

$$I = 2I_1(1 + \cos \delta) = 4I_1 \cos^2(\delta/2). \quad (2.2)$$

В тех точках пространства, где $\cos \delta = 1$, интенсивность возрастает в четыре раза по сравнению с интенсивностью одной волны ($I = 4I_1$), зато в тех точках, где $\cos \delta = -1$, интенсивность результирующих колебаний равна нулю ($I = 0$). Таким образом, происходит перераспределение энергии в интерференционной картине. Следует подчеркнуть, что здесь имеет место не взаимодействие волн, а их простая суперпозиция, наложение.

2.2. Когерентность

Явление интерференции наблюдается лишь в том случае, когда волны можно представить в виде гармонических колебаний с постоянной длиной волны и фазой, если разность фаз не изменяется за время наблюдения. Естественный свет образован независимыми колебаниями множества атомных систем, и в нем за чрезвычайно короткие промежутки времени происходят случайные скачки фазы результирующего колебания. Поэтому среднее значение косинуса разности фаз двух складываемых естественных пучков света равно нулю: $\langle \cos \delta \rangle = 0$, интерференционный член равен нулю: $I_{12} = 0$ и интенсивность результирующего света равна просто сумме интенсивностей складываемых пучков, что и наблюдается обычно, т.е. $I = I_1 + I_2$. Никаких интерференционных максимумов и минимумов при этом нет.

Таким образом, для наблюдения интерференции складываемые пучки света должны обладать определенной согласованностью протекания волновых процессов. Это свойство называется *когерентностью*. Полностью согласованных во всех точках пространства и во все моменты времени световых колебаний не существует. В связи с этим вводится понятие *степени когерентности*.

Различают временную и пространственную когерентность. *Временная когерентность* связана с ограниченной длительностью цугов световых колебаний в данной точке пространства, когда их можно представить в виде отрезков косинусоиды. Чем больше длительность такого цуга, тем меньше интервал круговых частот $\Delta\omega$ (или частот $\Delta\nu$) гармонических составляющих такого колебания, т.е. тем более монохроматичен свет. Следовательно, степень временной когерентности связана со степенью монохроматичности света. Для характеристики степени временной когерентности используют *время когерентности*, т.е. такое время, за которое случайное изменение фазы волны достигает значения порядка π . За это время колебание как бы забывает свою первоначальную фазу и становится некогерентным по отношению к самому себе:

$$t_{\text{ког}} \sim \frac{\pi}{\Delta\omega} \sim \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (2.4)$$

С временной когерентностью связано понятие *длины когерентности*, т.е. расстояния, на которое перемещается световая волна за время когерентности: $l_{\text{ког}} = ct_{\text{ког}}$. Длина когерентности равна длине светового цуга в пространстве. Учитывая, что длина волны $\lambda = c/\nu$, продифференцируем это выражение: $d\lambda = -cd\nu/\nu^2$. По модулю спектральный интервал длин волн можно представить в виде $\Delta\lambda = c\Delta\nu/\nu^2$. Отсюда $\Delta\nu = \nu^2\Delta\lambda/c = c\Delta\lambda/\lambda^2$. Следовательно,

$$t_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda} \text{ и } l_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (2.5)$$

Уширение спектральной линии газов вследствие эффекта Доплера при тепловом движении атомов описывается формулой

$$\Delta\lambda = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{A}}, \quad (2.6)$$

где T – абсолютная температура, A – атомная масса.

Для естественных источников света, даже специальных газоразрядных ламп, предназначенных для получения монохроматического света, длина когерентности не превышает нескольких метров. Свет с высокой степенью временной когерентности можно получить с помощью лазеров. При обеспечении высокой стабильности внутренних параметров лазера получены световые пучки с шириной полосы частот порядка 1 Гц, что соответствует длине когерентности 300000 км.

Пространственная когерентность связана с ограниченной согласованностью фаз световых пучков в определенный момент времени в различных точках пространства. В идеальном случае гармонические колебания представляются в пространстве плоской волной, т.е. волной, имеющей фазовый фронт в виде идеальной бесконечной плоскости. Такой свет можно изобразить как совокупность параллельных лучей, обладающая нулевой расходимостью. Если фазовый фронт отличается от идеальной плоскости, т.е. волна имеет случайные скачки фаз в различных точках пространства, то она обладает конечной расходимостью. Следовательно, понятие степени пространственной когерентности связано со степенью расходимости световых волн. Конечно, при этом следует отличать расходимости, связанную случайными скачками фаз, от общей регулярной расходимости светового пучка, связанной, например, тем, что рассматриваемая волна является сферической или цилиндрической. Такую регулярную расходимости можно скомпенсировать идеальными оптическими элементами, например линзой, и свести к случаю плоской волны. Так как волновое число $k = \omega/v$, то разбросу частот $\Delta\omega$, характеризующему степень временной когерентности, соответствует разброс значений модуля волнового вектора k , т.е. волнового числа Δk , тогда как разбросу направлений распространения, характеризующему степень пространственной когерентности, соответствует разброс направлений волнового вектора.

Для характеристики степени пространственной когерентности используют *радиус когерентности*, т.е. расстояние между двумя точками в пространстве в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, где случайные изменения фазы волны достигают значений порядка π . Радиус когерентности для источников естественного света обратно пропорционален расходимости излучения, связанной с угловым размером источника ϕ , и прямо пропорционален длине волны λ :

$$\rho_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda}{\phi}. \quad (2.7)$$

Так, для солнечного излучения $\rho_{\text{ког}} \sim \frac{0,5 \cdot 10^{-6}}{0,01} = 50 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, т.е. в точ-

ках, отстоящих друг от друга на 50 мкм, световые волны уже некогерентны. В случае лазера пространственная когерентность сохраняется часто по всему поперечному сечению луча, т.е. на расстоянии порядка сантиметра, которое с помощью телескопической оптики может быть увеличено еще на два порядка. Для наблюдения интерференции важна как временная, так и пространственная когерентность. Если оптическая разность хода двух лучей, полученных от одного источника, больше длины когерентности, то интерференция наблюдаться не будет. Такой же результат получится, если расстояние между двумя точками, откуда распространяются складываемые световые колебания, будет больше радиуса когерентности, даже если при этом разность хода лучей будет меньше длины когерентности. Произведение длины когерентности на площадь круга с радиусом, равным радиусу когерентности, называется *объемом когерентности*:

$$V_{\text{ког}} \sim \rho_{\text{ког}}^2 l_{\text{ког}}. \quad (2.8)$$

2.3. Опыты по наблюдению интерференции

Объем когерентности лазерного излучения может на десять порядков превышать объем когерентности от лучших источников естественного света, поэтому опыты по наблюдению интерференции чрезвычайно удобно проводить с помощью лазера. Однако лазеры появились сравнительно недавно, до этого существовало немало способов получения когерентных световых пучков. Все они используют свет от одного источника, а разность фаз δ создается за счет разности хода Δ лучей, проходящих различные оптические пути:

$$\Delta = \frac{\lambda_0 \delta}{2\pi}, \quad (2.9)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме. Условие получения *максимума интенсивности*:

$$\delta_{\text{max}} = \pm 2m\pi \text{ или } \Delta_{\text{max}} = \pm m\lambda_0, m = 0,1,2,\dots \quad (2.10)$$

Минимум интенсивности имеет место при

$$\delta_{\min} = \pm(2m+1)\pi \text{ или } \Delta_{\min} = \pm\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0, m = 0,1,2,\dots, \quad (2.11)$$

когда колебания находятся в противофазе.

Так, в *опыте Юнга* (рис. 2.2) по интерференции лучей, проходящих через две параллельные щели в непрозрачном экране, разность хода лучей, падающих на экран за этими щелями, равна:

$$\Delta = \frac{nx d}{l}. \quad (2.12)$$

В центре экрана $\Delta = 0$ и наблюдается максимум интенсивности, следующий максимум первого порядка наблюдается при $\Delta = \lambda_0$, т.е. при

$$x_{1\max} = \frac{\lambda_0 l}{nd} = \frac{\lambda l}{d}.$$

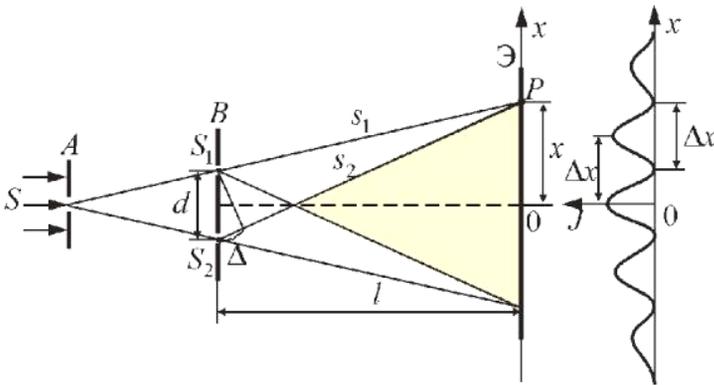


Рис. 2.2

Используя общее условие максимума и минимума, получим координаты максимумов:

$$x_{\max} = \pm m \frac{\lambda l}{d} \quad (2.13)$$

и минимумов:

$$x_{\min} = \pm\left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda l}{d}. \quad (2.14)$$

Таким образом, интерференционная картина имеет вид параллельных темных и светлых полос с распределением интенсивности,

пропорциональным $\cos^2 \frac{\delta}{2}$. Расстояние между полосами равно ширине полосы:

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{d}. \quad (2.15)$$

Чем больше отношение l/d , тем шире полосы. Эта картина наблюдается до тех пор, пока Δ меньше длины когерентности света источника. Предельный порядок интерференции можно оценить следующим образом:

$$m_{\text{пред}} \sim \frac{\lambda}{\Delta \lambda}. \quad (2.16)$$

С увеличением расстояния от центра экрана контраст полос падает. То же происходит и с увеличением расстояния между щелями d . Необходимо, чтобы оно было меньше радиуса когерентности. Для увеличения радиуса когерентности Юнг предварительно пропускал свет от естественного источника через узкую щель. Для наблюдения интерференции используются также *зеркала Френеля* (рис. 2.3) – два плоских зеркала, образующих между собой угол, близкий к 180° , а также *бипризма Френеля*, представляющая собой призму, сечение которой является равнобедренным треугольником с тупым углом при вершине, близким к 180° (рис. 2.4).

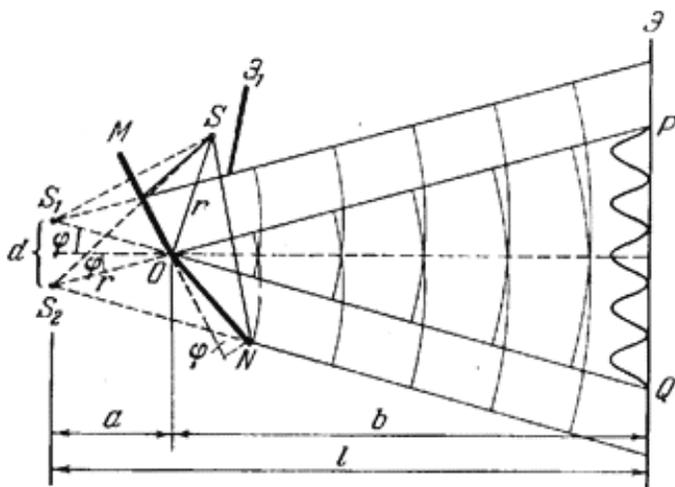


Рис. 2.3

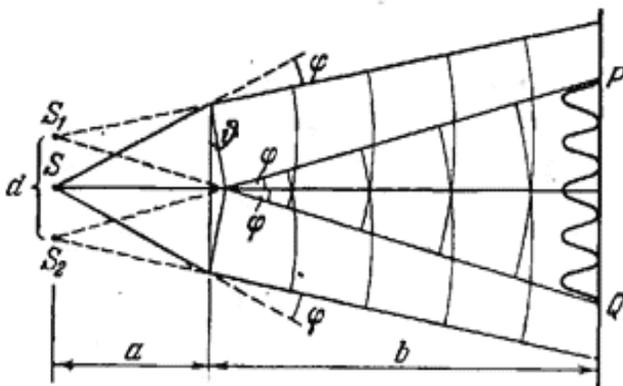


Рис. 2.4

В обоих приборах свет от одного источника разделяется на два пучка, исходящих как бы от двух мнимых когерентных источников. Расстояние между этими источниками для бипризмы Френеля равно:

$$d = 2a(n - 1)\vartheta, \quad (2.17)$$

где a – расстояние от источника до бипризмы; n – показатель преломления вещества призмы; ϑ – преломляющий угол. Расстояние от источника до экрана $a + b = l$.

2.4. Интерференция в тонких пленках

При падении света на тонкую прозрачную пластинку или пленку (рис. 2.5) свет отражается от обеих границ раздела и отраженные лучи 1 и 2 могут интерферировать между собой. Если с обеих сторон пленки находится среда с меньшим показателем преломления, то с учетом потери половины длины волны при отражении луча 1 от более оптически плотной среды разность хода равна:

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta} - \frac{\lambda_0}{2} = 2bn \cos \vartheta'' - \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.18)$$

где b – толщина пленки; ϑ – угол падения; ϑ'' – угол преломления. Если пленка лежит на поверхности с большим коэффициентом преломления, то оба луча испытывают потерю $\lambda_0/2$ и тогда

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta} = 2bn \cos \vartheta''.$$

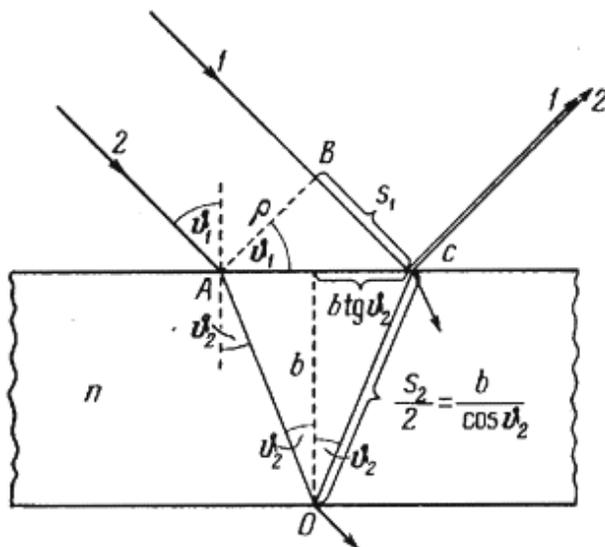


Рис. 2.5

Эти лучи интерферируют при условии их когерентности как временной, так и пространственной. Для обеспечения временной когерентности разность хода должна быть меньше длины когерентности: $\Delta \approx 2b\langle\lambda_0^2 / \Delta\lambda_0\rangle$, а для обеспечения пространственной когерентности расстояние между лучами 1 и 2 должно быть меньше радиуса когерентности: $\rho \approx h\langle\rho_{\text{ког}}\rangle$. Так, если использовать солнечный свет с $\rho_{\text{ког}} \approx 50$ мкм, допустимая толщина пленки не должна превышать этого значения. При установке экрана перпендикулярно отраженным лучам в зависимости от угла падения волны будут либо складываться, либо гасить друг друга, т.е. весь экран будет либо освещен, либо затемнен.

Практически интерференцию от плоскопараллельной пластинки наблюдают, освещая ее рассеянным светом, в котором содержатся лучи с различными углами падения на пластинку, и наблюдая интерференционную картину на экране в фокальной плоскости линзы. При этом разным углам падения соответствуют разные точки в фокальной плоскости линзы и интерференционная картина имеет вид темных и светлых кольцевых полос. Эти полосы называют *полосами равного наклона*. Положение максимумов зависит от длины волны света. Поэтому при освещении белым светом максимумы, соответствующие различным длинам волн, смещаются и наблюдаются радужные полосы.

Если пластинка или пленка не является плоскопараллельной, а представляет собой, например, клин (рис. 2.6), то лучи, отраженные от двух поверхностей раздела, непараллельны и пересекаются. Точки пересечения таких лучей лежат в одной плоскости, проходящей через вершину клина.

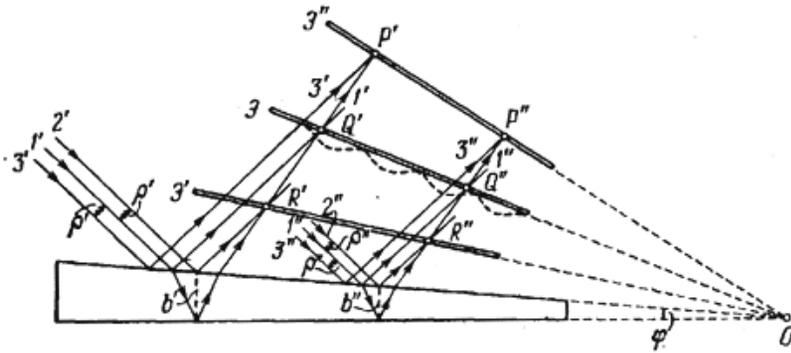


Рис. 2.6

Разность хода для лучей, попавших в разные места пленки с различной толщиной, будет изменяться. Поэтому в плоскости пересечения лучей наблюдаются полосы равной толщины, так как каждая полоса возникает в результате отражения от участков клина с равной толщиной. Конечно, эти полосы наблюдаются при выполнении условий временной и пространственной когерентности. Они исчезают, если при увеличении толщины пленки разность хода станет больше длины когерентности. При наблюдении в белом свете полосы равной толщины становятся радужными. При нормальном падении света число полос, наблюдаемых на единице длины поверхности клина, равно:

$$N = \frac{1}{\Delta x} = \frac{2n \sin \alpha}{\lambda_0}, \quad (2.20)$$

где α – угол при вершине клина.

Полосы равной толщины получаются при освещении пластинки переменной толщины направленным светом. Для их наблюдения не обязательно фокусирующая система, они локализованы в плоскости вблизи пластинки. Полосы равного наклона получаются при освещении плоскопараллельной пластины рассеянным светом, для их наблюдения необходима фокусирующая система, т.е. полосы равного

наклона локализованы в бесконечности. Примером полос равной толщины являются *кольца Ньютона*, возникающие, например, при освещении плосковыпуклой линзы, лежащей на плоской поверхности (рис. 2.7).

Роль пленки переменной толщины выполняет зазор между сферической поверхностью линзы и плоскостью. Радиусы колец Ньютона в отраженном свете равны:

$$r_m = \sqrt{\frac{\sqrt{R\lambda(m-1)}}{2}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.21)$$

где λ – длина волны в среде между линзой и плоскостью, причем светлым кольцам соответствуют четные m , темным – нечетные. Так, $m = 3$ соответствует первому темному кольцу, $m = 1$ – темному центральному пятну. Иногда пользуются формулой

$$r_k = \sqrt{R\lambda k}, \quad (2.22)$$

где k – номер темного кольца. В проходящем свете темные и светлые кольца меняются местами, в центре – светлое пятно.

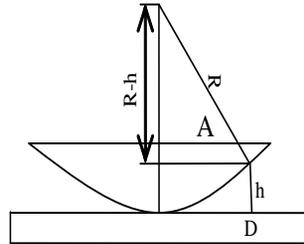


Рис. 2.7

Для устранения отражений в оптических приборах – *просветления оптики* – на каждую свободную поверхность оптических элементов наносят пленку прозрачного вещества, толщина которой подбирается таким образом, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей пленки, гасили друг друга. Полное гашение получается, когда показатель преломления пленки равен квадратному корню из показателя преломления материала оптического элемента:

$$n_{пл} = \sqrt{n_{эл}}. \quad (2.23)$$

Явление интерференции в тонких пленках лежит в основе работы интерференционных зеркал, фильтров и поляризаторов.

2.5. Интерферометры

Интерференция широко используется в оптических приборах – интерферометрах – для точного измерения углов и расстояний.

Например, в *интерферометре Майкельсона* (рис. 2.8) полупрозрачное

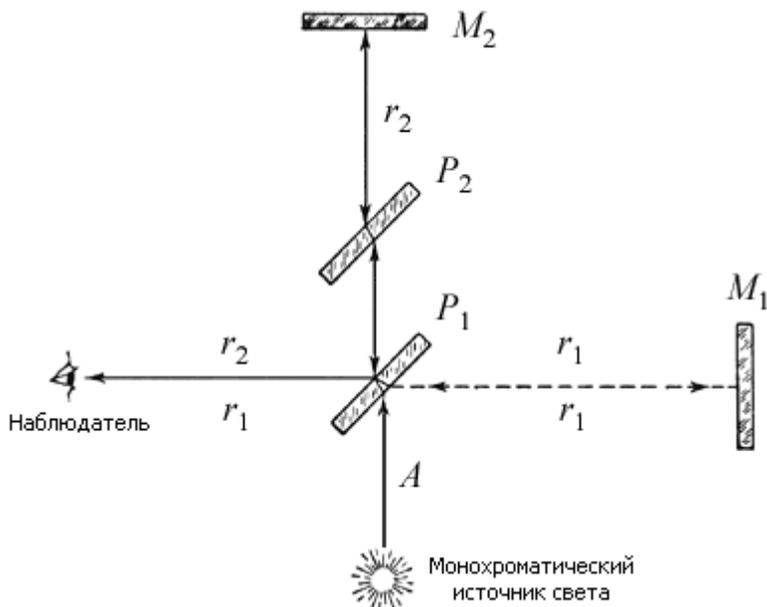


Рис. 2.8

наклонное зеркало P_1 делит падающий пучок на два луча, которые после отражения от зеркал и вторичного совмещения на полупрозрачном зеркале могут интерферировать.

Если угол между зеркалами равен 90° , то оптические пути различны и падающий свет содержит лучи с различным наклоном к поверхности зеркала, то в фокальной плоскости линзы наблюдаются полосы равного наклона. Если же угол между зеркалами отличается на 90° и падающий пучок света параллелен, то наблюдаются полосы равной толщины. Пластина P_2 служит для компенсации разности хода лучей 1 и 2.

Интерферометр Фабри–Перо (рис. 2.9) представляет собой два параллельных частично прозрачных зеркала Π_1 и Π_2 с воздушным зазором между ними. При наклонном падении лучей в результате многократных отражений возникает совокупность прошедших лучей с определенной оптической разностью хода, зависящей от угла падения α , т.е. возникают полосы равного наклона, имеющие вид колец в

фокальной плоскости линзы Л за интерферометром при освещении рассеянным светом. Таким образом, интерферометр Фабри–Перо в

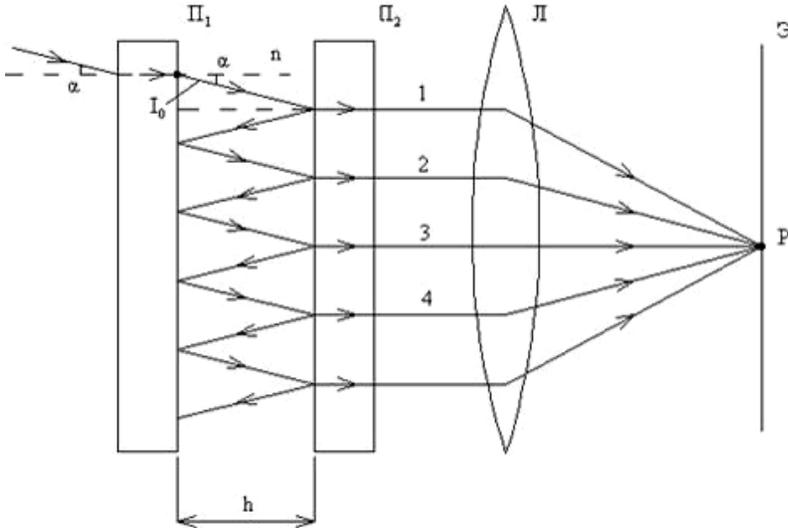


Рис. 2.9

зависимости от направления падающего луча и длины волны либо пропускает, либо не пропускает свет. Это селективное свойство используется в резонаторах лазеров, а также при точных измерениях длины волны света. В интерферометре Фабри–Перо интерферируют не два, а множество когерентных лучей, получающихся при многократном отражении от зеркал.

При *многолучевой интерференции* интенсивность результирующей волны определяется выражением

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \frac{N\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}}, \quad (2.24)$$

где I_0 – интенсивность падающего света; N – число интерферирующих лучей. Если $\delta = \pm 2\pi m$, $m = 0, m = 0,1,2,\dots$ в главных максимумах интерференции, интенсивность возрастет в N^2 раз по сравнению с интенсивностью I_0 . Угловая ширина главных максимумов сужается в N раз, т.е. распределение интенсивности выглядит так, как показано

на рис. 2.10. Пунктиром обозначено распределение интенсивности при $N = 2$ в случае двухлучевой интерференции.

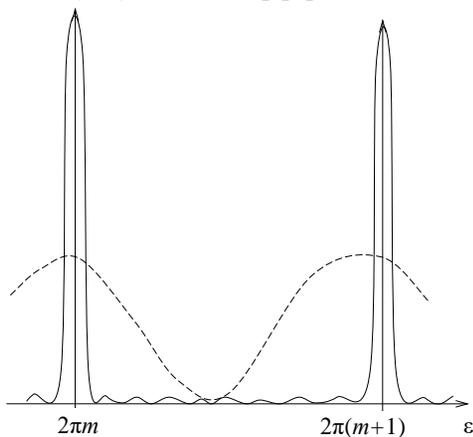


Рис. 2.10

Необходимо отметить, что явление интерференции наблюдается лишь в том случае, когда поляризации интерферирующих лучей совпадают, что вытекает из самой природы интерференции как наложения поперечных электромагнитных волн.

Интерферометр Жамена (рис. 2.11) представляет собой одно из наиболее чувствительных интерференционных устройств, что позволяет использовать его для точного определения показателей преломления газов при давлении, близком к атмосферному (при этом давлении соответствующий показатель преломления отличается от единицы в четвертом-пятом числе после запятой).

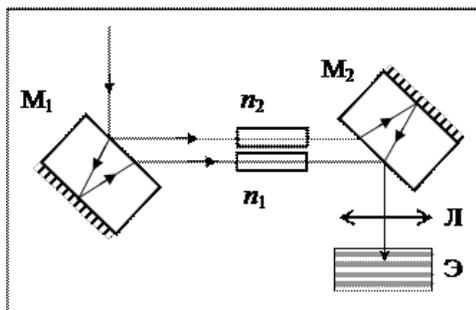


Рис. 2.11

Параллельный пучок света падает на плоскопараллельную стеклянную пластину M_1 , на заднюю поверхность которой нанесено металлическое зеркало. Два отраженных пучка оказываются при достаточной толщине пластины пространственно разделенными и направляются в две кюветы с исследуемым газом и газом сравнения соответственно (n_1 и n_2). Прошедшие пучки отражаются от еще одной такой же стеклянной пластины M_2 . Таким образом, оба отраженных пучка оказываются равными по интенсивности и сводятся в фокальной плоскости линзы L . В результате возникает интерференционная картина из горизонтальных полос на экране \mathcal{E} . При этом при отсутствии по ходу распространения пучков объектов с показателями преломления n_1 и n_2 нулевой максимум интерференционной картины лежит на оси системы. При варьировании давления воздуха полосы на экране смещаются.

3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

3.1. Принцип Гюйгенса–Френеля

При прохождении света через малые отверстия, при огибании преград в виде непрозрачных экранов или острых краев световые волны распространяются не только в прямом направлении, но и заметно отклоняются в сторону, огибая края препятствия. Падая на экран, волны дают распределение освещенности на нем, отличное от того, которое должно быть согласно законам геометрической оптики. Подобное отступление от закона геометрической оптики – прямолинейного распространения света – называют *дифракцией*.

Интерференция и дифракция – это одно физическое явление, заключающееся в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн, но наблюдаемое в разных условиях. Интерференция – перераспределение интенсивности в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом когерентных источников (например, от двух узких щелей). Дифракция – перераспределение интенсивности при суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно (от одной щели).

Согласно *принципу Гюйгенса* каждая точка, до которой доходит волновое движение, служит центром вторичных волн; огибающая этих волн дает положение фронта волны в следующий момент. Принцип Гюйгенса позволяет решать задачи о направлении распространения светового фронта, т.е. построить новое положение фронта, прово-

для огибающую к элементарным волнам, возникающим около каждой точки фронта в предыдущий момент. Но он не дает сведений об амплитуде (интенсивности) волн. Френель дополнил принцип Гюйгенса утверждением, что дифракционная картина возникает в результате интерференции вторичных волн. Благодаря этому построение огибающей поверхности вторичных волн, введенной Гюйгенсом чисто формально, можно заменить расчетами взаимной интерференции вторичных волн. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду (а значит, и интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства.

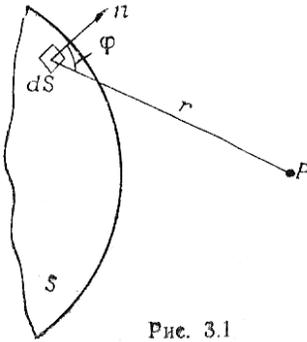


Рис. 3.1

Каждый элемент волновой поверхности S (рис. 3.1) по принципу Гюйгенса–Френеля служит когерентным источником вторичной сферической волны. Амплитуда колебаний, приходящих от элемента поверхности dS , в точке P , лежащей перед этой поверхностью на расстоянии r , пропорциональна величине dS , убывает с расстоянием по закону $1/r$, убывает с увеличением угла φ между направлением r и нормалью \vec{n} к поверхности.

Фаза колебаний определяется оптической длиной пути r , пройденного волной. Результирующее колебание в точке P представляет собой суперпозицию колебаний $d\xi$, взятых для всей волновой поверхности S :

$$\xi = \int_S d\xi = \int_S K(\varphi) \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS,$$

где k – волновое число, A_0 – амплитуда колебания в том месте, где находится dS , $(\omega t + \alpha_0)$ – фаза колебаний в месте расположения волновой поверхности S , коэффициент $K(\varphi)$ убывает при увеличении угла φ .

Формула (3.1) является аналитическим выражением принципа Гюйгенса–Френеля.

3.2. Зоны Френеля

Френель показал, что в случаях, различающихся симметрией, найти амплитуду результирующего колебания можно алгебраическим

или геометрическим суммированием. Рассмотрим действие сферической световой волны, испущенной из точки S , в какой-либо точке наблюдения (рис. 3.2). Волновая поверхность этой волны симметрична относительно прямой SP . Согласно принципу Гюйенса–Френеля заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на волновой поверхности. Френель разбил волновую поверхность на кольцевые зоны, построенные так, что расстояние от краев каждой зоны до точки P отличается на $\lambda/2$ (λ – длина волны в той среде, в которой распространяется волна).

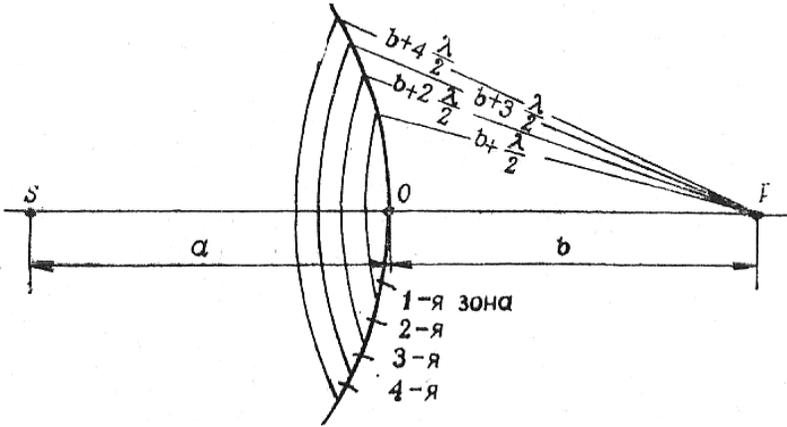


Рис. 3.2

Из рис. 3.2 явствует, что расстояние b_m от внешнего края m -й зоны до точки P равно $b_m = b + m\lambda/2$. Колебания, возбуждаемые в точке P от соответствующих частей соседних зон, будут иметь разность хода $\lambda/2$, т.е. находятся в противоположных фазах.

Согласно принципу Гюйенса–Френеля (3.1) амплитуда колебаний, вызываемых волнами, приходящими от отдельных зон, зависит от площади зон, от расстояния b_m зоны до точки P и от угла наклона между b_m и нормалью к поверхности зоны. Легко показать, что площади зон примерно одинаковы. Следовательно, амплитуды A_m колебаний, возбуждаемые в точке P от отдельных зон, должны убывать с увеличением номера m , так как расстояние b_m и угол возрастают. Даже при очень больших m , когда площадь зоны начинает заметно расти с m , убывание множителя $K(\varphi)$ превышает рост площади зоны, так что A_m продолжает убывать. Таким образом, амплитуды колебаний A_m образуют монотонно убывающую последовательность:

$$A_1 \rangle A_2 \rangle A_3 \rangle A_4 \rangle \dots \rangle A_m \rangle A_{m+1} \rangle \dots$$

Так как фазы колебаний, проходящих в точку P от двух соседних зон, противоположны, то амплитуда суммарного колебания, вызванного действием m зон, равна:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - \dots \pm A_m, \quad (3.2)$$

где знак последнего члена положителен при нечетном m и отрицателен при четном. Очевидно, что при четном числе зон их действия попарно ослабляют друг друга и амплитуда суммарного колебания A в точке P незначительна; при нечетном m действие одной из зон остается неослабленным и амплитуда A больше, чем при четном m .

Запишем (3.2) в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \begin{cases} \left(\frac{A_{m-2}}{2} - A_{m-1} + \frac{A_m}{2} \right) + \frac{A_m}{2} \\ \text{при нечетном } m, \\ \left(\frac{A_{m-3}}{2} - A_{m-2} + \frac{A_{m-1}}{2} \right) + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m \\ \text{при четном } m. \end{cases}, \quad (3.3)$$

Так как амплитуда A_m монотонно убывает с возрастанием m , можно приближенно положить амплитуду колебаний, вызванных какой-либо m -й зоной, равной: $A_m = (A_{m-1} + A_{m+1})/2$. Тогда выражения в скобках (3.3) равны нулю. Если m велико, то амплитуды колебаний, вызванных $(m-1)$ -й и m -й зонами, мало отличаются друг от друга и приближенно $A_{m-1}/2 - A_m = -A_m/2$. Таким образом, равенство (3.3) принимает вид

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (3.4)$$

где знак $\langle\langle + \rangle\rangle$ соответствует нечетному числу зон, а знак $\langle\langle - \rangle\rangle$ – четному. Когда m достаточно велико, т.е. полностью открыт волновой фронт, действие последней зоны A_m станет бесконечно малым и амплитуда суммарного колебания в точке P окажется равной: $A = A_1/2$.

Если на пути волнового фронта поместить круглое отверстие в непрозрачной преграде, то освещенность в точке P определится размером и положением отверстия, а именно, действием всех точек, ле-

жащих на открытой части волнового фронта. Максимальное значение A имеет в точке P , для которой на площади отверстия укладывается одна первая зона, тогда $A = A_1$, т.е. в двое больше, чем при открытом волновом фронте. Соответственно интенсивность световой волны ($I \sim A^2$) будет больше в четыре раза в случае, когда на площади отверстия укладывается лишь одна первая зона, чем при открытом волновом фронте. Если на площади отверстия укладывается нечетное число зон, то амплитуда колебаний (3.4) в точке P больше, чем при полностью открытом фронте, следовательно, мы имеем максимум интенсивности. Если на площади отверстия укладывается четное число зон, то амплитуда (3.4) (а значит, и интенсивность) в точке P минимальна. Эффект увеличения интенсивности дает преграда с нанесенными непрозрачными кольцевыми зонами, которые перекрывают все четные (или нечетные) зоны Френеля. Такая преграда, называемая *амплитудной зонной пластинкой*, действует подобно собирающей линзе, как бы фокусируя свет в точку P . Можно не перекрывать зоны, а изменить в них фазу колебаний на π . Это делают с помощью ступенчатой пластинки из прозрачного материала, обеспечивающей набег фазы между соседними зонами на π . Такая пластинка называется *фазовой зонной пластинкой* или *линзой Френеля*. Она дает дополнительное увеличение интенсивности в четыре раза по сравнению с амплитудной зонной пластинкой.

Радиус внешней границы m -й зоны легко найти из геометрических соображений (рис. 3.3), пренебрегая величиной h_m^2 при условии $h_m \ll b$ (не слишком большое m):

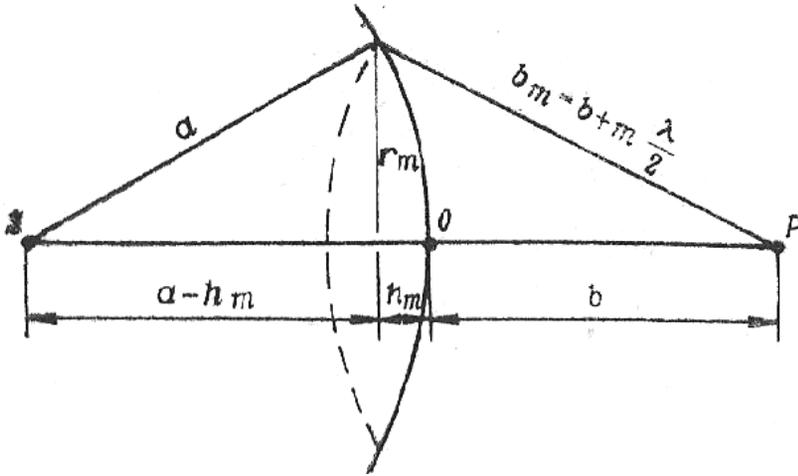


Рис. 3.3

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}. \quad (3.5)$$

Отсюда получим, что на волновой поверхности радиуса r_m уменьшается число зон, равное

$$m = \frac{r_m^2 (a+b)}{\lambda ab}. \quad (3.6)$$

Для плоского фронта волны, падающего на экран ($a = \infty$), формулы (3.5) и (3.6) примут вид

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}, \quad m = \frac{r_m^2}{b\lambda}. \quad (3.7)$$

3.3. Графическое вычисление результирующей амплитуды

Вопрос о действии световой волны в точке P можно рассмотреть, пользуясь графическим методом сложения колебаний. Разобьем волновую поверхность на кольцевые зоны, аналогично зонам Френеля, но меньшие по ширине (разность хода от краев зон до точки P составляет одинаковую для всех зон малую долю λ). Фаза колебаний,

вызываемых в точке P различными воображаемыми источниками такой зоны, практически может считаться постоянной. Тогда действие всей зоны можно выразить вектором, длина которого дает суммарную амплитуду, а направление определяет фазу, обусловленную этим участком. Каждое следующее колебание отстает от предыдущего по фазе на одну и ту же величину. Амплитуда колебаний медленно убывает при переходе от зоны к зоне.

Таким образом, векторная диаграмма, определяемая действием ряда участков, составляющих целую зону Френеля, изобразится ломаной (рис. 3.4, *a*). Если зону Френеля разбить на бесконечно малые участки, то ломаная линия обратится в дугу. В пределе при стремлении ширины кольцевых зон к нулю векторная диаграмма для всего волнового фронта примет вид спирали, закручивающейся к точке C (рис. 3.4, *b*). Действие всего волнового фронта выражается вектором OC . Векторы не образуют замкнутую фигуру, так как амплитуды соседних зон хотя и слабо, но убывают.

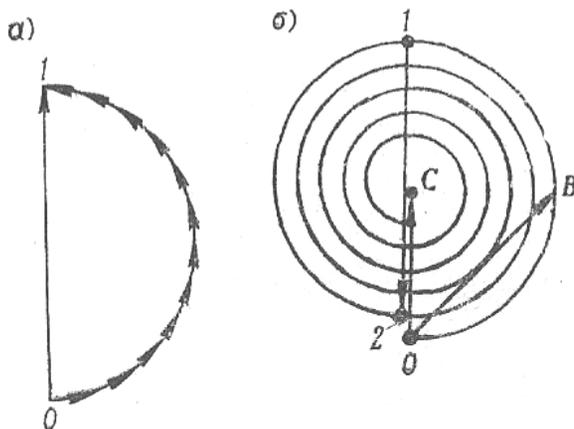


Рис. 3.4

Фазы колебаний в точках O и l различаются на π (векторы, образующие спираль, в этих точках направлены в разные стороны). Следовательно, участок $O - l$ соответствует первой зоне Френеля. На рис. 3.4, *b* также показаны векторы, которые изображают колебание, возбуждаемое в точке P второй зоной ($l-2$), внутренней половиной первой зоны (OB) и полностью открытым волновым фронтом (OC). Видно, что колебания от первой и второй зон находятся в противофазе, соответственно векторы Ol и $l2$ направлены в противоположные

стороны. Видно, что амплитуда колебания, возбуждаемая всей волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой первой зоной ($A = A_1/2$). Действие внутренней половины первой зоны определяется амплитудой, равной $A_1\sqrt{2}/2$, т.е. в $\sqrt{2}$ раз больше, чем всей волновой поверхности, соответственно интенсивность возрастет в два раза ($I \sim A^2$). Таким образом, результирующая амплитуда может быть найдена алгебраическим и геометрическим суммированием.

3.4. Дифракция Френеля от простейших преград

Дифракция, наблюдаемая при выполнении условия $N_{\Phi} = D^2 / \lambda b \sim 1$, где D – размер преграды, b – расстояние от преграды до экрана, называется *дифракцией Френеля*, параметр N_{Φ} – *числом Френеля*.

Дифракция от круглого отверстия. Поместим на пути сферической световой волны непрозрачную преграду с вырезанным в ней круглым отверстием r_0 . Расположим преграду так, чтобы перпендикуляр, опущенный из источника света S , попал в центр отверстия O (рис. 3.5, а).

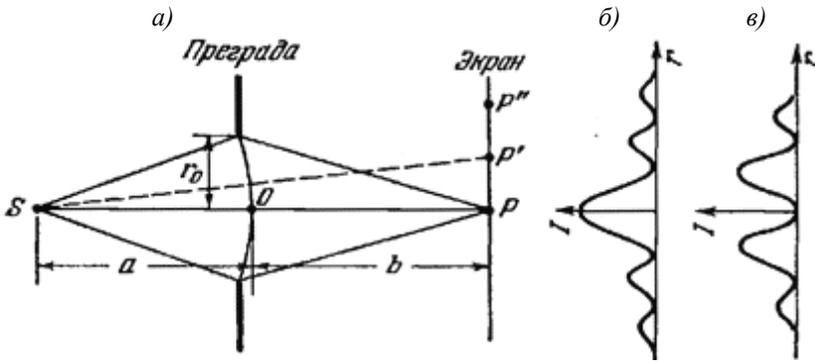


Рис. 3.5

Этот случай уже рассмотрен и найдено выражение (3.6) для числа зон Френеля m , укладывающихся на площади отверстия, и (3.4) для

результатирующей амплитуды в точке P : $m = r_0^2(a=b)/(\lambda ab)$, $A = A_1/2 \pm \pm A_m/2$ ($\langle\langle - \rangle\rangle$ – четное m , $\langle\langle + \rangle\rangle$ – нечетное m). При малых m амплитуда A_m близка к A_1 . Если отверстие открывает всего одну зону или небольшое нечетное число зон, амплитуда в точке P , лежащей на линии, соединяющей S с центром круглого отверстия, равна A_1 или приближенно A_1 , т.е. в два раза больше, чем в отсутствие преграды. Интенсивность возрастает соответственно в четыре раза. Если же отверстие открывает четное число зон, то амплитуда в точке P будет меньше, чем при полностью открытой волне. Наименьшая амплитуда, равная нулю, соответствует двум открытым зонам ($A_1 \approx A_2$). Какова же будет дифракционная картина на экране, помещенном за преградой? В центре, в точке P , будет либо светлое (m нечетное), либо темное (m четное) пятно. Для определения освещенности в какой-либо точке P' , лежащей на оси SO , можно рассуждать следующим образом. Пусть, например, число зон равно трем. Картина зон Френеля для точки P показана на рис. 3.6, a .

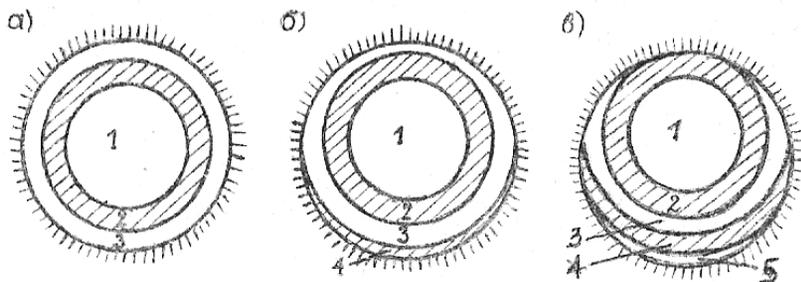


Рис. 3.6

Если бы преграда не существовала вовсе, то определить действие волнового фронта в точке P' можно было, построив кольцевые зоны Френеля с центром в точке O' . При наличии преграды отверстие расположится не концентрически по отношению к этим зонам. Края отверстия закроют часть третьей зоны, одновременно частично откроется четвертая зона (рис. 3.6, $б$). В итоге интенсивность уменьшится и при некотором положении точки P' достигнет минимума. Если сместиться в точку P'' , края отверстия частично закроют не только третью, но и вторую зону, одновременно откроется частично пятая зона

(рис. 3.6, в). Интенсивность достигнет максимума, но более слабого, чем в точке P .

Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия имеет вид чередующихся светлых и темных концентрических колец. Ход изменения интенсивности I от расстояния r от центра картины показан на рис. 3.5, б для нечетного числа зон и на рис. 3.5, в – для четного.

Дифракция от круглого диска. Поместим между источником света S и точкой наблюдения P непрозрачный круглый диск радиусом r_0 (рис. 3.7, а). Если диск закроет m первых зон Френеля, амплитуда в точке P будет равна:

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

Выражения, стоящие в скобках, можно положить равными нулю, тогда

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}, \quad (3.8)$$

При небольшом числе закрытых зон амплитуда A_{m+1} мало отличается от A_1 . Следовательно, интенсивность в точке P будет почти такой же, как при отсутствии преграды.

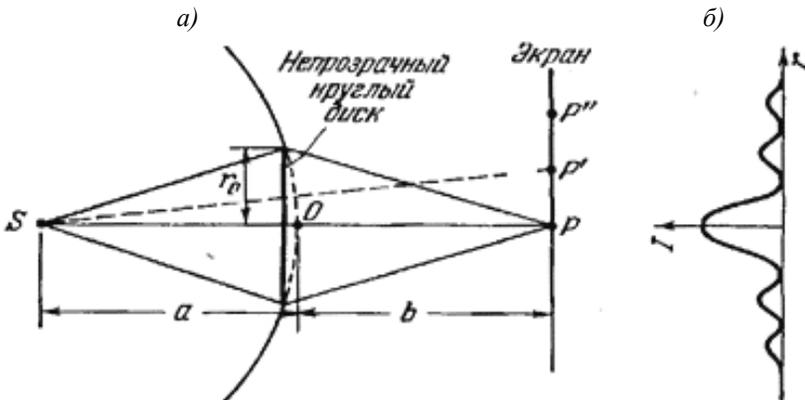


Рис. 3.7

На рис. 3.7, б показано изменение интенсивности I с расстоянием r от точки P , как и в случае дифракции от круглого отверстия. Таким образом, дифракционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных concentрических колец; в центре картины всегда помещается светлое пятно (*пятно Пуассона*). Если диск закрывает много зон Френеля ($A_1 \gg A_{m+1}$), то интенсивность светлого пятна в центре картины падает.

Дифракция от края полуплоскости. Появление дифракционных максимумов и минимумов на границе геометрической тени удобно рассматривать для случая дифракции от прямолинейного края полуплоскости.

Рассмотрим плоский волновой фронт, падающий на прямолинейный край непрозрачной преграды, и точку P за преградой, где вычисляется интенсивность вторичной волны (рис. 3.8, а).

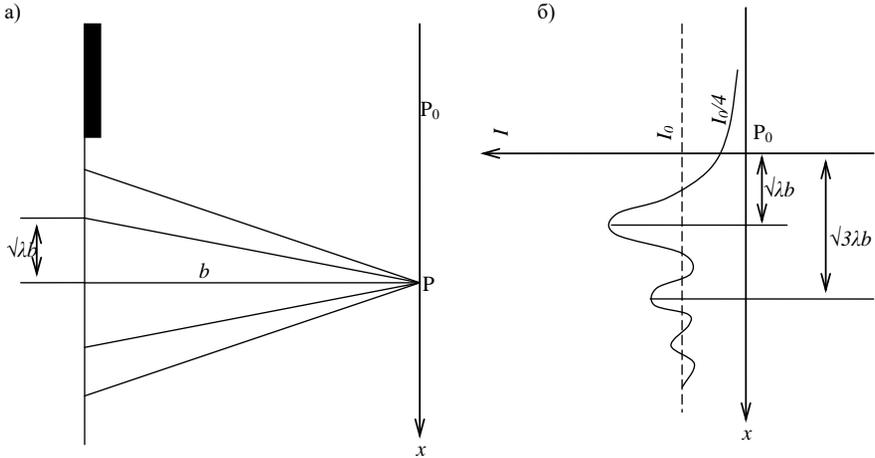


Рис. 3.8

Разобьем поверхность волнового фронта на полосы – зоны Френеля, ограниченные прямыми, параллельными краю преграды, расстояние которых от точки P равны $b, b + \lambda/2, b + \lambda$ и т.д. Фазы вторичных волн от соседних зон в точке P противоположны по знаку. Если P находится на краю геометрической тени (P_0), то амплитуда вторичных волн в ней определяется половиной плоского волнового фронта, а в точках, находящихся в освещенной области далеко от границы

тени, – почти всей плоскостью фронта. В результате интенсивность света, пропорциональная квадрату амплитуды, на границе в четыре раза меньше, чем в освещенной области далеко от границы тени. Если точка P удалена от границы геометрической тени на расстояние, равное половине ширины центральной зоны Френеля, $r \approx \sqrt{\lambda b}$, то суммарная амплитуда в точке P будет несколько больше, чем в более удаленных от края тени точках, так как для нее преградой закрыта половина боковых зон с одной стороны и их ослабляющее действие уменьшится.

Аналогично объясняется появление остальных максимумов, отстоящих от границы тени на расстояния $\sqrt{3\lambda b}$, $\sqrt{5\lambda b}$ и т.д. Распределение интенсивности света в плоскости наблюдения на экране на рис. 3.8, б. По мере увеличения расстояния b от преграды до точки наблюдения все эти максимумы как бы отталкиваются от края преграды в освещенную сторону пропорционально \sqrt{b} . Если поверхность преграды отражает часть света, то аналогичные явления возникают и в отраженной волне. Результат дифракции от края полуплоскости можно изобразить графически с помощью векторной диаграммы.

Так как площади зон Френеля неодинаковы, как в случае дифракции от отверстия, то амплитуда от отдельных зон вначале быстро убывает с ростом номера зоны. По правилу сложения векторов строят амплитуды для зон, лежащих по обе стороны от точки наблюдения симметрично относительно начала координат. Поэтому круговая спираль (см. рис. 3.4, б) превращается в спираль Корню (рис. 3.9).

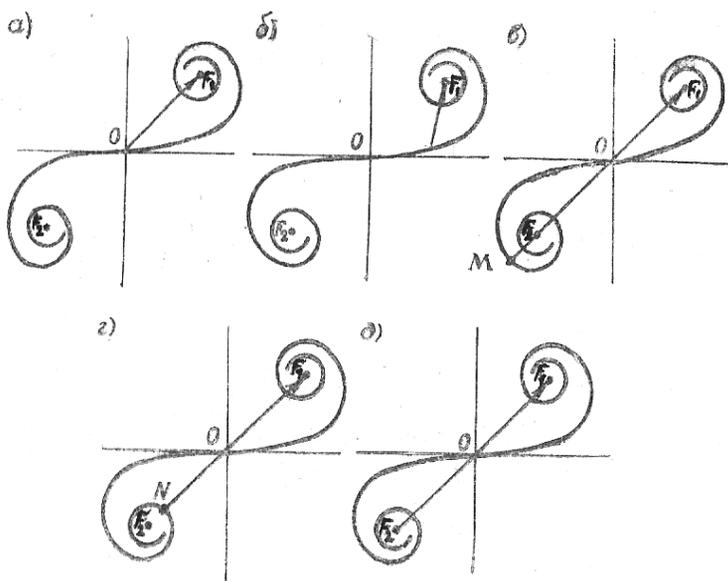


Рис. 3.9

Если точка P лежит на границе геометрической тени, то результирующая амплитуда изображается вектором, проведенным от начала координат в точку F_1 (рис. 3.9, а). При смещении точки P в область геометрической тени начало результирующего вектора перемещается по правому завитку в точке F_1 , т.е. амплитуда монотонно убывает (рис. 3.9, б). При смещении точки P от границы тени в освещенную область начало результирующего вектора перемещается по левому завитку к точке F_2 , т.е. его амплитуда колеблется, причем эти колебания постепенно затухают (рис. 3.9, в, г). Далеко от границы тени результирующая амплитуда изображается вектором, соединяющим точки F_1 и F_2 (рис. 3.9, д).

3.5. Дифракция Фраунгофера от щели

Если источник света S и точка наблюдения P расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку P , образуют практически параллельные пучки, говорят о *дифракции Фраунгофера*. Практически ее можно наблюдать с помощью линз.

Рассмотрим дифракцию плоской монохроматической волны от щели. Щелью будем называть прямоугольное отверстие, ширина ко-

торого во много раз меньше его длины. Пусть на такую бесконечно длинную щель шириной a падает плоская световая волна длиной λ . За щелью расположена собирательная линза, в фокальной плоскости которой находится экран (рис. 3.10, a).

Поскольку щель бесконечна, картина, наблюдаемая в любой плоскости, перпендикулярной щели, будет одинаковой. Достаточно исследовать характер картины, например, в плоскости рисунка. Каждая точка волнового фронта, достигающего щели, является источником колебаний, распространяющихся во все стороны. Лучи от краев щели, идущие под некоторым углом φ к первоначальному направлению, имеют разность хода $\Delta = a \sin \varphi$. Они соберутся в фокальной плоскости линзы в точке P . Расчеты дают формулу распределения интенсивности ($I \sim A^2$) в зависимости от угла φ :

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi \alpha}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi \alpha}{\lambda} \sin \varphi \right)^2}, \quad (3.9)$$

где I_0 – интенсивность в середине дифракционной картины (против центра линзы); I_{φ} – интенсивность в точке, положение которой определяется данным значением φ .

Из формулы (3.9) видно, что $I_{\varphi} = I_{-\varphi}$, т.е. дифракционная картина симметрична относительно центра линзы. При значении φ , удовлетворяющем условию

$$\frac{\pi \alpha}{\lambda} \sin \varphi = \pm m \pi \quad \text{или} \quad \alpha \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad \text{где } m = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.10)$$

т.е. при разности хода, равной целому числу длин волн, интенсивность света I_{φ} (амплитуда A_{φ}) равна нулю, т.е. минимальна.

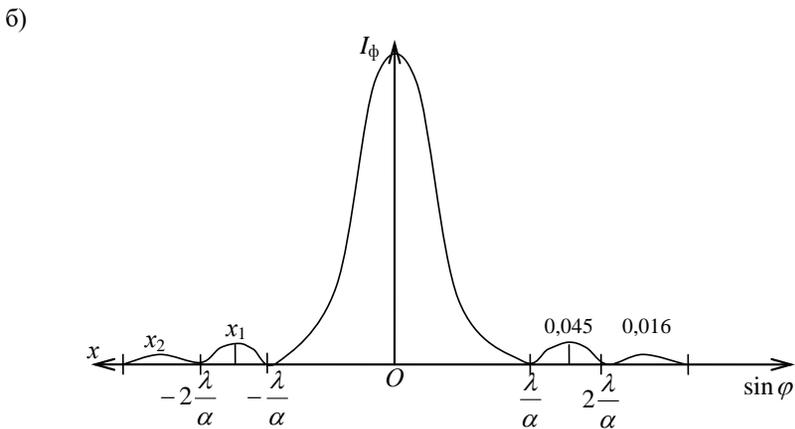
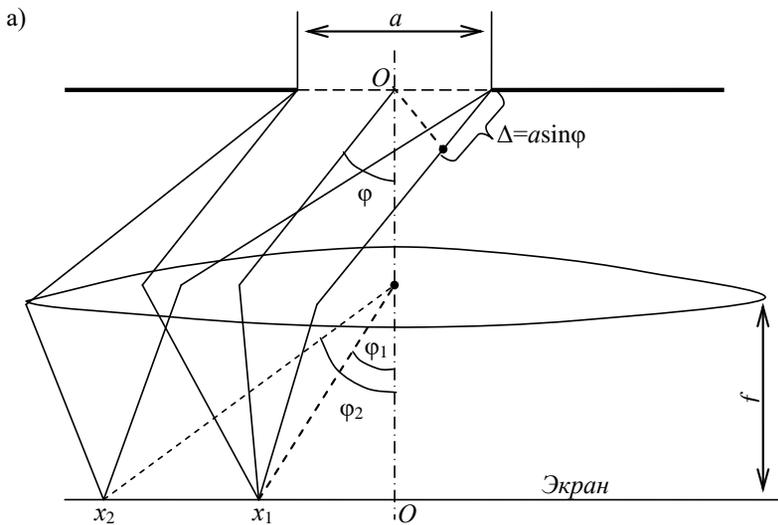


Рис. 3.10

Главный максимум интенсивности лежит при $\varphi = 0$ и равен I_0 . Вторичные максимумы определяются из условия

$$\frac{\pi\alpha}{\lambda} \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\pi}{2} \quad (3.11)$$

или $a \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2}$, где $m = 1, 2, 3, \dots$, т.е. при разности хода, равной нечетному числу полуволн. Подставив это значение в выражение

(3.9), получим формулу для интенсивности вторичного дифракционного максимума m -го порядка:

$$I_m = I_0 \frac{1}{\left(\frac{2m+1}{2}\pi\right)^2}.$$

Распределение интенсивности (3.9) в фокальной плоскости линзы показано на рис. 3.10, б. Центральная полоса (максимум нулевого порядка) занимает область между правым и левым минимумами, т.е. между $\sin \varphi = -\lambda/\alpha$ и $\sin \varphi = \lambda/\alpha$. Расчеты показывают, что интенсивности вторичных максимумов быстро убывают: $I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : \frac{4}{(3\pi)^2} : \frac{4}{(5\pi)^2} : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 \dots$. Положение дифракцион-

ных максимумов и минимумов от одной щели в фокальной плоскости линзы не зависит от положения щели, а определяется направлением дифрагированных лучей. Это значит, что перемещение щели параллельно самой себе не приводит к изменению дифракционной картины. Следовательно, картины, создаваемые рядом параллельных щелей в отдельности, будут совершенно одинаковы.

Дифракционную картину на экране можно также объяснить, используя *метод зон Френеля*. Для этого волновую поверхность в области щели мысленно разбиваем на зоны (полоски) так, чтобы разность хода лучей, идущих от краев двух соседних зон, в точке наблюдения P была равна $\lambda/2$ (рис. 3.11).

Тогда два соседних луча 1 и 2 , например, погасят друг друга, так как они проходят в точку P в противофазе. Результат интерференции в точке P всех лучей, идущих через щель, будет зависеть от того, сколько зон Френеля укладывается на ширине щели. Найдем число этих зон. Пусть лучи 1 и 2 , идущие от краев соседних зон под углом φ , попадают в точку P . Из рисунка видно, что ширина зоны Френеля

$\chi = \frac{\lambda/2}{\sin \varphi}$. Следовательно, на ширине щели укладывается число зон,

равное

$$\frac{\alpha}{\chi} = \frac{\alpha \sin \varphi}{\lambda/2} = \frac{2\alpha \sin \varphi}{\lambda}. \quad (3.12)$$

Если число зон будет четным, то под углом φ будет наблюдаться минимум: $2a \sin \varphi / \lambda = 2m$ или $a \sin \varphi = m\lambda$, $m = 1, 2, 3, \dots$, если нечетным, то максимум: $2a \sin \varphi / \lambda = (2m + 1)$ или $2a \sin \varphi / \lambda = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$.

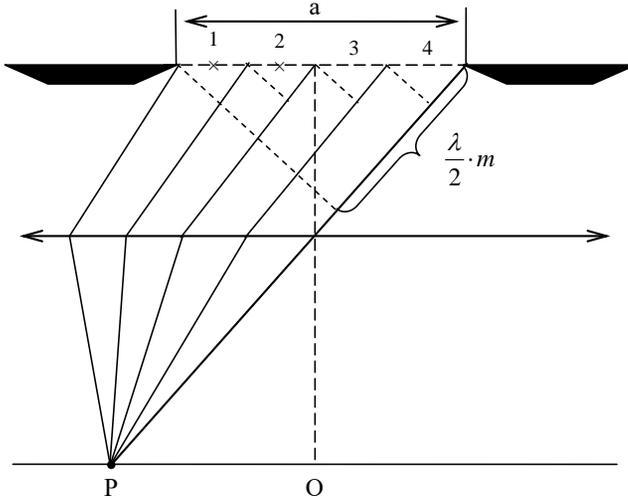


Рис. 3.11

Итак, мы получили прежние условия минимума (3.10) и максимума (3.11) интенсивности. Решить задачу о дифракции от щели можно *методом графического сложения амплитуд*. Разобьем открытую часть волновой поверхности на ряд узких параллельных полосок равной ширины. Каждая из этих полосок может рассматриваться как источник волн одинаковой фазы и амплитуды. Выражая амплитуду от каждой полоски векторами равной длины, найдем результирующую амплитуду при разных углах дифракции (рис. 3.12). При $\varphi = 0$, т.е. в фокусе линзы, амплитуда колебаний A_0 будет максимальной (рис. 3.12, а).

В направлении, при котором вторичные волны от крайних полосок различаются по фазе на π (разность хода соответственно $\lambda/2$), результирующая амплитуда равна $2A_0 / \pi$, так как она равна диаметру полуокружности, длина которой A_0 (рис. 3.12, б). В направлении, при котором вторичные волны от крайних полосок различаются по фазе на 2π (разность хода λ), результирующая амплитуда равна нулю ($A = 0$), что дает первый минимум (рис. 3.12, в). Амплитуда равна нулю во

всех случаях, когда разность хода между крайними лучами равна $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots, m\lambda$, т.е. минимальная освещенность соответствует направлениям $\sin \varphi = \lambda/\alpha; 2\lambda/\alpha; 3\lambda/\alpha; \dots; m\lambda/\alpha$ (m – целое число).

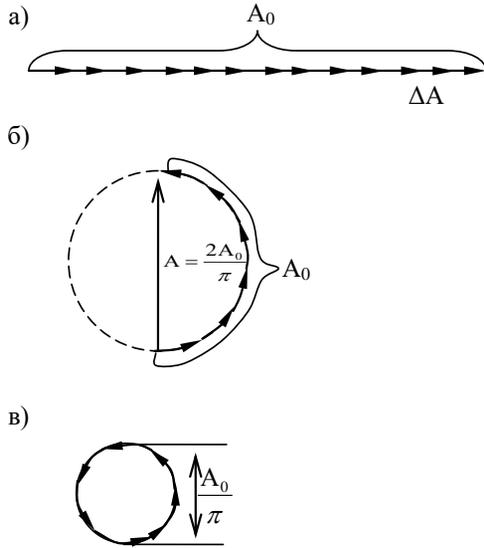


Рис. 3.12

Наклонное падение лучей на щель (рис. 3.13). Если волна падает на щель под углом ϑ , то условие образования минимумов имеет вид $\alpha(\sin \vartheta - \sin \varphi) = m\lambda$, $m = 1, 2, 3, \dots$, где $\Delta = \alpha(\sin \vartheta - \sin \varphi)$ – разность хода дифрагирующих лучей.

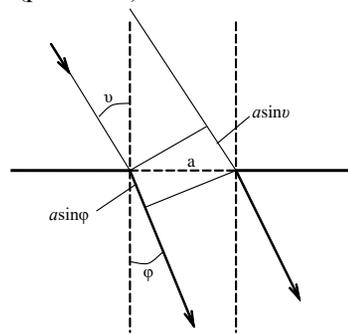


Рис. 3.13

Дифракция от двух щелей. Если в непрозрачной преграде проделаны две идентичные параллельные щели, то расчет дифракционной картины можно получить путем сложения этих картин с учетом интерференции волн, идущих от каждой из щелей. Очевидно, что в направлении, где ни одна из щелей не дает света, не будет света и от двух параллельных щелей.

Условие минимума интенсивности описывается формулой (3.10): $\alpha \sin \varphi = \pm m\lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). Кроме того, возможны направления, в которых колебания, посылаемые двумя щелями, взаимно уничтожаются. Возникают добавочные минимумы. Они будут наблюдаться в тех направлениях, которые соответствуют разности хода (рис. 3.14): $(\alpha + b)\sin \varphi = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, где b – ширина промежутка между щелями; d – расстояние между соответствующими участками щелей. Действие одной щели усиливает действие второй, когда $(\alpha + b)\sin \varphi = m\lambda$, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$. Этому случаю соответствуют максимумы интенсивности.

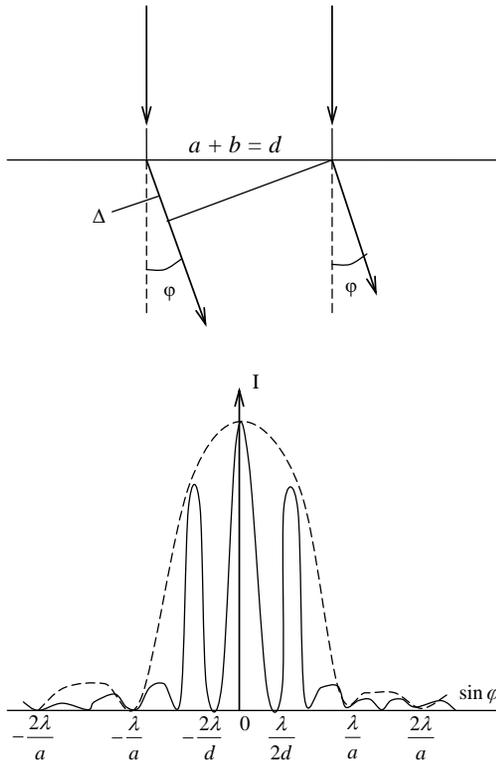


Рис. 3.14

Распределение интенсивности при дифракции от двух параллельных щелей показано на рис. 3.14, из которого явствует, что полосы интерференции наложены на картину дифракции от одной щели.

3.6. Дифракция от круглого отверстия

При падении плоской световой волны на круглое отверстие в фокальной плоскости линзы, поставленной за отверстием, наблюдается дифракционная картина Фраунгофера. Эта картина имеет вид центрального светлого пятна, окруженного чередующимися темными и светлыми кольцами. Расчет дает угловой радиус первого темного кольца:

$$\varphi_{\min} = \arcsin 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (3.13)$$

где D - диаметр отверстия. Если $D \gg \lambda$, то можно считать

$$\varphi_{\min} = 1,22 \frac{\lambda}{D} \text{ рад}. \quad (3.14)$$

Около 84% общего количества света, прошедшего через круглое отверстие, попадает в область центрального светлого пятна. Интенсивность в первом световом кольце равна 1,74%, во втором – 0,41%. В первом приближении дифракционную картину можно считать состоящей из одного лишь центрального светлого пятна, которое является, по существу, изображением бесконечно удаленного точечного источника света.

При очень малом угловом расстоянии $\delta\varphi$ между двумя точками их изображения, получающиеся с помощью какого-либо прибора, наложатся друг на друга. *Разрешающей силой* прибора называется величина $R = 1/(\delta\varphi)$. Согласно критерию Рэля две близкие точки будут разрешены, если середина центрального дифракционного максимума для одной точки совпадает с первым минимумом для второй точки.

Если диаметр объектива $D \gg \lambda$, то угловое расстояние между разрешимыми точками окажется равным угловому радиусу (3.14): $\delta\varphi = \varphi_{\min} = 1,22\lambda / D$. Отсюда

$$R = \frac{1}{\delta\varphi} = \frac{D}{1,22\lambda}. \quad (3.15)$$

Таким образом, разрешающая сила объектива ограничена дифракцией.

3.7. Дифракционная решетка – спектральный прибор

В простейшем виде дифракционная решетка представляет собой ряд прозрачных щелей одинаковой ширины, разделенных одинаковыми непрозрачными полосами. Расстояние d между серединами соседних щелей называется *периодом решетки* (рис. 3.15).

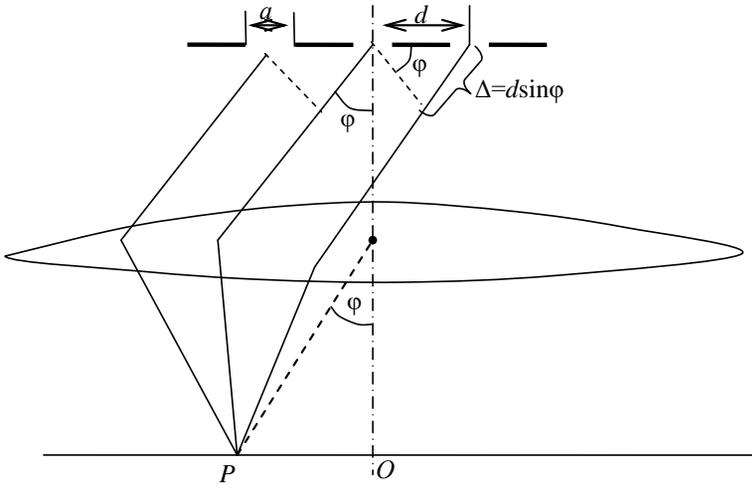


Рис. 3.15

Предположим, что на такую систему щелей падает нормально плоская световая волна, которая собирается в главной фокальной плоскости линзы. Лучи, дифрагирующие от отдельных щелей, налагаются друг на друга и интерферируют. Имеет место наложение двух процессов: дифракции света от каждой щели и интерференции лучей от всех щелей.

Колебания от различных щелей являются когерентными, поэтому результирующая интенсивность будет отлична от NI_φ (I_φ – интенсивность, создаваемая одной щелью; N – число щелей). Расчеты показывают, что распределение интенсивности определяется формулой

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)^2} \frac{\sin^2\left(\frac{N \pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)\right)^2}, \quad (3.16)$$

где I_0 – максимальная интенсивность, создаваемая одной щелью. На рис. 3.16, *в* (сплошная кривая) показано положение максимумов при дифракции от четырех щелей ($N = 4, d/\alpha = 3$, так как $d = \alpha + b$, то $b = 2\alpha$).

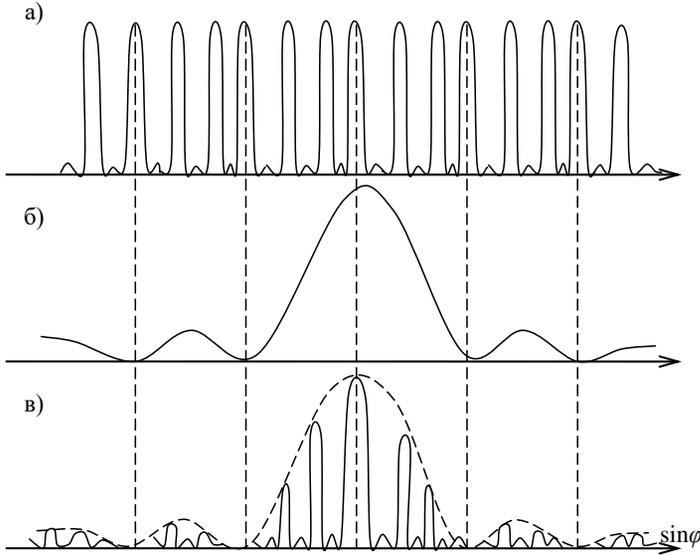


Рис. 3.16

При учете лишь интерференции пучков, исходящих от отдельных щелей, главные максимумы должны были бы обладать одинаковой интенсивностью (рис. 3.16, *а*). В действительности из-за того, что лучи, дифрагирующие от каждой из щелей под разными углами φ , дают в фокальной плоскости линзы колебания различных амплитуд, величина главных максимумов различна (рис. 3.16, *в*, сплошная кривая). Для учета этого надо воспользоваться видом дифракционной картины от одной щели (рис. 3.16, *б*). Из формулы (3.16) получаются значения углов φ , при которых интенсивность имеет максимальное:

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.17)$$

и минимальное:

$$\alpha \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.18)$$

значения, аналогично условиям, получаемым при дифракции от двух щелей. Здесь $\Delta_1 = d \sin \varphi$ и $\Delta_2 = \alpha \sin \varphi$ – соответствующие оптические

ские разности хода интерферирующих и дифрагирующих лучей. Уравнение (3.17) носит название формулы решетки, число m – порядок главного максимума.

Если число щелей в решетке N , то между главными максимумами располагаются $N - 1$ *добавочных минимумов*, равных нулю, определяемых из условия

$$d \sin \varphi = \pm m \frac{\lambda}{N}, \quad (3.19)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$, кроме $m = N, 2N, 3N$ и т.д. Между этими минимумами располагаются слабые *вторичные максимумы*. Положение *главных максимумов* зависит от длины волны λ . Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального, разложатся в спектр, фиолетовый конец которого обращен к центру дифракционной картины, красный – наружу. Порядок спектра задается числом m . Таким образом, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор.

Основными характеристиками всякого спектрального прибора являются его дисперсия и разрешающая сила. Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, различающимися по длине волны на единицу.

Угловая дисперсия определяется соотношением

$$D_{\text{угл}} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}, \quad (3.20)$$

где $\delta\varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, различающимися по длине волны на $\delta\lambda$. Значение угловой дисперсии решетки получим, дифференцируя уравнение (3.17) по λ : $d \cos \varphi \cdot \delta\varphi = m \delta\lambda$. Отсюда

$$D_{\text{угл}} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (3.21)$$

При малых φ формула (3.21) приближенно принимает вид

$$\left(\frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} \right)_{\varphi \rightarrow 0} = \frac{m}{d}, \quad (3.22)$$

т.е. вблизи $\varphi = 0$ дисперсия сохраняет постоянное значение.

Линейная дисперсия равна:

$$D_{\text{лин}} = \frac{\delta l}{\delta \lambda}, \quad (3.23)$$

где δl – линейное расстояние на экране или на фотопластинке между спектральными линиями, различающимися по длине волны на $\delta \lambda$.

Из рис. 3.17 видно, что при небольших значениях угла φ можно положить $\delta l \cong f \delta \varphi$, где f – фокусное расстояние линзы, проектирующей спектр на экран. Получаем связь между линейной и угловой дисперсией:

$$D_{\text{лин}} = f D_{\text{угл}}. \quad (3.24)$$

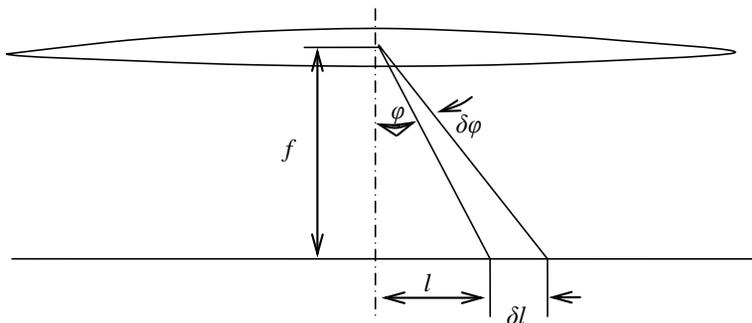


Рис. 3.17

Разрешающей силой спектрального прибора называют безразмерную величину

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda}, \quad (3.25)$$

где $\delta \lambda$ – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которой они воспринимаются отдельно. Согласно критерию Рэля условно принято считать разрешение двух линий полным, когда угловое положение максимума первой линии совпадает с угловым положением первого дополнительного минимума второй.

Разрешающая сила дифракционной решетки при заданном числе штрихов N увеличивается при переходе к спектрам высших порядков и определяется соотношением

$$R = mN. \quad (3.26)$$

Если плоская волна падает на решетку под углом ϑ (рис. 3.18), то полная разность хода для двух соответствующих волн равна: $AC - BD = d \sin \vartheta - d \sin \varphi$. Условие образования главных максимумов:

$$d(\sin \vartheta - \sin \varphi) = \pm m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.27)$$

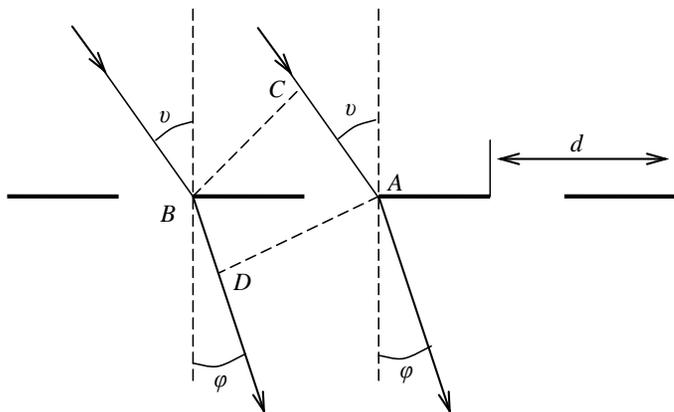


Рис. 3.18

3.8. Дифракция рентгеновских лучей

Рентгеновские лучи представляют собой электромагнитные волны, тождественные по своей природе с волнами видимого света, но со значительно меньшей длиной волны. Наблюдать дифракцию рентгеновских лучей можно, если воспользоваться в качестве дифракционной решетки естественной пространственной решеткой кристаллов. Дифракционные максимумы наблюдаются без максимумов, за счет большой узости пучков лучей, которые дают на экране пятна очень малых размеров. Использовать линзы для рентгеновских лучей невозможно, так как коэффициент их преломления в твердых телах очень близок к единице.

Расчет дифракционной картины от кристаллической решетки был дан русским физиком Ю.В. Вульфом и английскими физиками У.Г. и У.Л. Брэггами и носит название Вульфа–Брэггов. Для уяснения этого метода проведем мысленно через узлы кристаллической решетки кубической системы поверхности, параллельные его естественным граням и отстоящие друг от друга на одинаковых расстояниях d , равных

ребру элементарной кубической ячейки. Эти плоскости одинаково густо усеяны атомами. Пусть на кристалл падает плоская волна. Вторичные волны, отразившись от разных слоев по обычному закону отражения, также являются плоскими, когерентными и будут интерферировать между собой подобно волнам, посылаемым в данном направлении различными щелями дифракционной решетки. Из рис. 3.19 видно, что разность хода двух волн, отразившихся от соседних атомных слоев, равна $2d \sin \vartheta$, где ϑ – угол скольжения падающих лучей. Направления, в которых получаются дифракционные максимумы, определяются условием

$$2d \sin \vartheta = \pm m\lambda (m = 1, 2, \dots). \quad (3.28)$$

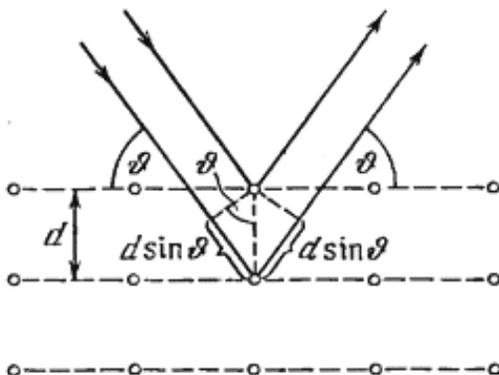


Рис. 3.19

Дифракция от кристаллов используется для измерения длин волн рентгеновских лучей (*рентгеновская спектроскопия*) и определения структуры кристаллов (*рентгеноструктурный анализ*). Если просвечивать рентгеновскими лучами поликристаллический образец, например металлическую пластинку, то среди множества кристалликов в образце всегда найдутся такие, для которых удовлетворяется условие (3.28), т.е. рентгеновские лучи будут дифрагировать в соответствующих направлениях, образуя систему конусов вокруг первоначального направления. На экране за образцом будет наблюдаться система концентрических колец – дебаеграмма.

4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

4.1. Виды поляризации света

Поперечность электромагнитных волн обуславливает важное свойство света – его поляризацию. Поперечная волна, в которой колебания светового вектора \vec{E} происходят в одной плоскости, представляет собой *линейно поляризованный свет*.

Под *направлением поляризации* света будем понимать направление колебаний светового вектора (не путать с *плоскостью поляризации*, перпендикулярной этому направлению!). Принято изображать поляризованный свет, используя проекцию конца светового вектора на плоскость, перпендикулярную лучу. В случае линейно поляризованного света эта проекция представляется отрезком прямой (рис. 4.1, а). При сложении двух одинаковых линейно поляризованных волн с взаимно перпендикулярными световыми векторами, распространяющихся в одном направлении и синфазных между собой, получается снова линейно поляризованный свет с направлением колебаний, наклоненным под углом 45° к направлениям колебаний исходных волн (рис. 4.1, б).

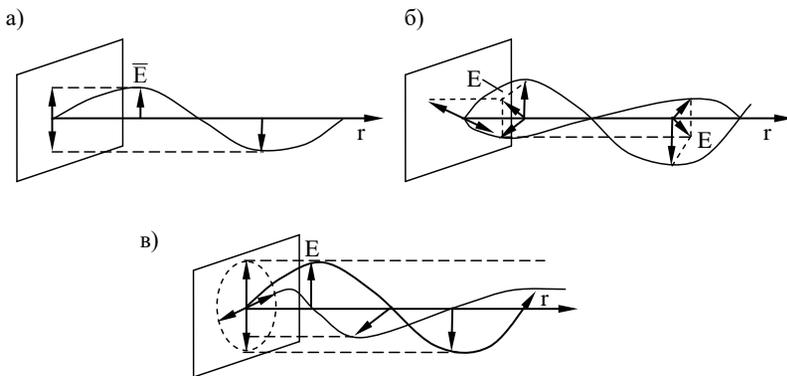


Рис. 4.1

В результате сложения двух одинаковых линейно поляризованных волн с перпендикулярными световыми векторами, но со сдвигом фаз на 90° , образуется свет, *поляризованный по кругу*, или циркулярно поляризованный свет, так как в этом случае проекция конца светового вектора результирующих колебаний описывает окружность

(рис. 4.1, в). Если направление вращения конца светового вектора происходит по часовой стрелке (глядя навстречу свету), то поляризация называется *правоциркулярной*, если против – *левоциркулярной*. При произвольной разности фаз ($\neq \pm m\pi$, $m = 0, 1, 2, \dots$) ортогонально поляризованных волн либо при различной их амплитуде получается *эллиптически поляризованный свет*, так как в этом случае конец светового вектора результирующих колебаний описывает эллипс. Такой свет может быть также с правым и левым вращением. Возможно и обратное представление – любая форма поляризации может быть представлена в виде суммы двух компонентов, линейно поляризованных в ортогональных направлениях с соответствующими амплитудами и фазами. То есть поляризованным называется свет, в котором направления колебаний светового вектора упорядочены каким-либо образом.

Поляризованный свет является простейшим, элементарным и обнаруживает явную анизотропию, т.е. неодинаковость свойств вдоль различных направлений в пространстве. Однако обычный естественный свет, например солнечный, не обнаруживает никакой анизотропии или асимметрии относительно луча. В нем представлены колебания, совершающиеся в самых различных направлениях, перпендикулярных лучу, причем эти колебания испытывают многократные случайные скачки фазы за время измерения. Поэтому и результирующий световой вектор совершает беспорядочные броски по амплитуде и направлению. Это связано с тем, что естественный свет образуется в результате смещения не связанных друг с другом и поляризованных в различных направлениях излучений многих атомов. Такой свет называется *неполяризованным*. Так как в каждый момент времени результирующий световой вектор естественного света можно разложить на два ортогональных компонента по двум выбранным направлениям в пространстве, то неполяризованный свет можно представить в виде суммы двух линейно поляризованных компонентов с одинаковой интенсивностью, испытывающих за время измерения случайные скачки фазы. Если интенсивность одного из таких компонентов больше, чем другого, то свет называется *частично линейно поляризованным*. Его можно рассматривать как смесь естественного и линейно поляризованного света. *Степенью поляризации* называется значение выражения

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_e}{I_{\Pi} + I_e}, \quad (4.1)$$

где интенсивности ортогонально поляризованных компонентов частично поляризованного света, I_e и I_{\parallel} – интенсивности естественно-го и поляризованного компонента, I – полная интенсивность света.

4.2. Закон Малюса. Параметры реальных поляризаторов

Поляризатором называется оптическое устройство, которое выделяет из проходящего через него неполяризованного света один из поляризованных компонентов.

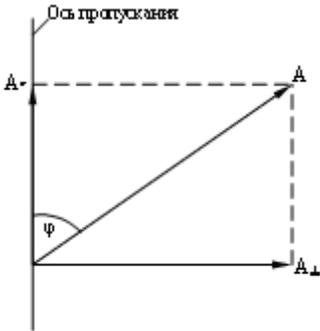


Рис. 4.2

Линейный поляризатор выделяет из падающего света лишь линейно поляризованный компонент, направление поляризации которого совпадает с осью пропускания поляризатора. Колебание с амплитудой A в направлении, образующем угол φ с осью пропускания поляризатора, можно разложить на два колебания с амплитудами $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ и $A_{\perp} = A \sin \varphi$ (рис. 4.2). Первое пройдет через поляризатор, второе будет отклонено или задержано. Интенсивность прошедшей волны I_{\parallel} пропорциональна $A^2 \cos^2 \varphi$, т.е.

$$I_{\parallel} = I \cos^2 \varphi. \tag{4.2}$$

Это соотношение носит название *закона Малюса*: при вращении поляризатора, на который падает линейно поляризованный свет, интенсивность прошедшего света пропорциональна квадрату косинуса угла между направлением поляризации света и осью пропускания поляризатора, т.е. относительная интенсивность изменяется от нуля до единицы (рис. 4.3, кривая 1).

В естественном неполяризованном свете все значения угла φ равновероятны. Поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, равна среднему значению $\cos^2 \varphi$ на промежутке $[0, \pi]$, т.е. $1/2$. При вращении поляризатора вокруг направления естественного луча интенсивность прошедшего света не изменяется, изменяется лишь направление поляризации света, выходящего из поляризатора (прямая 2). То же справедливо и для падающего света, поляризованного по кругу. В случае эллиптически поляризованного или частично поляри-

зованного падающего света при вращении поляризатора интенсивность прошедшего света будет меняться от максимального до минимального значения, пропорциональных квадратам значений большой и малой осей эллипса поляризации или равных максимальной и минимальной интенсивностям ортогонально поляризованных компонентов частично поляризованного света (кривая 3).

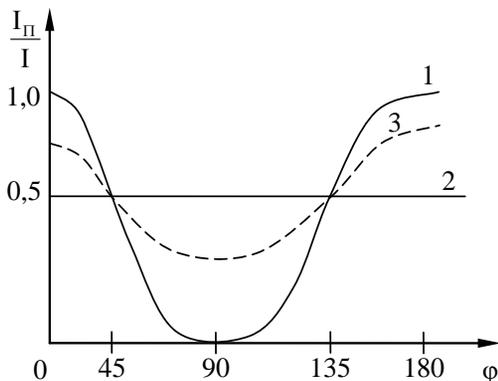


Рис. 4.3

Основными параметрами, характеризующими качество реального поляризатора, являются два главных пропускания: наибольшее K_1 , определяемое в том случае, когда линейная поляризация падающего луча параллельна оси пропускания поляризатора, и наименьшее K_2 для ортогонально поляризованного падающего луча. В случае идеального поляризатора $K_1 = 1$, $K_2 = 0$. Для характеристики поляризаторов применяют также такие параметры, как *пропускание параллельной пары* поляризаторов, измеренное для естественного света:

$$H_0 = \frac{1}{2}(K_1^2 + K_2^2) \quad (4.3)$$

и *пропускание скрещенной пары*: $H_{90} = K_1 K_2$. Для пары идеальных поляризаторов $H_0 = \frac{1}{2}$, $H_{90} = 0$.

4.3. Формулы Френеля и закон Брюстера

Рассмотрим теперь общий случай наклонного падения световой волны на плоскую границу раздела двух диэлектриков. Разложим падающую волну с произвольной формой поляризации, неполяризованную или частично поляризованную, на компоненты, направление линейной поляризации одного из которых лежит в плоскости падения (p -поляризация), другого – перпендикулярно плоскости падения (s -поляризация) (рис. 4.4).

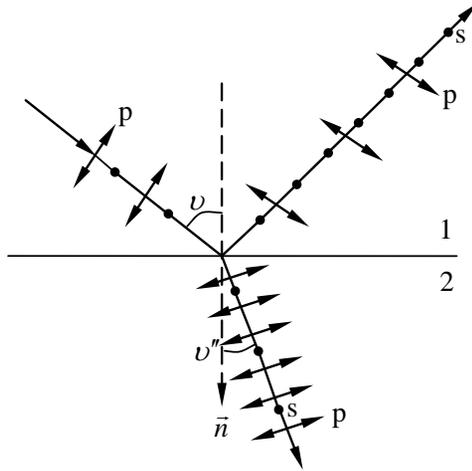


Рис. 4.4

Так же поступим и с отраженной и преломленной волнами. Используя граничные условия равенства тангенциальных составляющих векторов напряженностей электрического и магнитного полей \vec{E} и \vec{H} и нормальных составляющих векторов электрического смещения \vec{D} и магнитной индукции \vec{B} по обе стороны границы раздела, можно получить следующие формулы для комплексных амплитуд двух ортогонально поляризованных компонентов отраженной и преломленной волн через комплексные амплитуды соответствующих компонентов падающей волны и углы падения и преломления, причем комплексной амплитудой будем называть выражение $\hat{A} = Ae^{i\alpha}$, где A – амплитуда, α – фаза электромагнитной волны:

$$\hat{A}'_p = \hat{A}_p \frac{\operatorname{tg}(\vartheta - \vartheta'')}{\operatorname{tg}(\vartheta + \vartheta'')}, \quad \hat{A}'_s = -\hat{A}_s \frac{\sin(\vartheta - \vartheta'')}{\sin(\vartheta + \vartheta'')}, \quad (4.4)$$

$$\hat{A}''_p = \hat{A}_p \frac{2 \sin \vartheta'' \cos \vartheta}{\sin(\vartheta + \vartheta'') \cos(\vartheta - \vartheta'')}, \quad \hat{A}''_s = \hat{A}_s \frac{2 \sin \vartheta'' \cos \vartheta}{\sin(\vartheta + \vartheta'')}.$$

Эти формулы впервые были получены Френелем и носят его имя. Заметим, что *формулы Френеля* делятся на две группы, одна из которых содержит лишь *s*-компоненты, а другая – лишь *p*-компоненты. Следовательно, волны этих двух типов независимы друг от друга и поведение света с любой поляризацией, а также неполяризованного света можно описать с помощью формул Френеля, разложив падающий свет на *s*- и *p*-компоненты. Так как углы ϑ и ϑ'' вещественны, то фазы каждого компонента отраженной и преломленной волн либо равны фазе соответствующего компонента падающей волны, либо отличаются от нее на π , в зависимости от знака комплексной амплитуды, так как $e^{i\pi} = -1$. Знаки *s*- и *p*-компонентов преломленного луча совпадают со знаками *s*- и *p*-компонентов падающего луча, следовательно, фаза преломленной волны на границе раздела равна фазе падающей волны. Рассматривая знаки комплексных амплитуд падающей и отраженной волн, можно показать, что фаза *s*-компонента \hat{A}'_s в случае падения на границу раздела с оптически более плотной средой испытывает скачок на π . При условии $\vartheta + \vartheta'' < \pi/2$ фазы *p*-компонента падающего и отраженного луча также отличаются друг от друга на π . Для этого знаки \hat{A}_p и \hat{A}'_p должны быть одинаковы, что можно пояснить рис. 4.5.

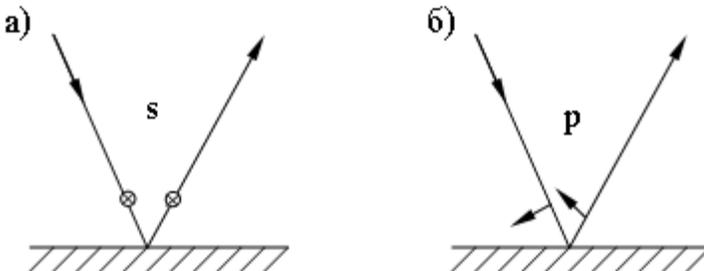


Рис. 4.5

При нормальном падении, когда различие между *s*- и *p*-компонентами исчезает, формулы Френеля имеют вид

$$A'' = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} A, \quad A' = \frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2} A. \quad (4.5)$$

Из формул Френеля легко получить выражения для коэффициентов отражения и пропускания поляризационных компонентов падающей волны:

$$\begin{aligned} \rho_p &= \frac{I'_p}{I_p} = \frac{|\hat{A}'_p|^2}{|\hat{A}_p|^2} = \frac{\operatorname{tg}^2(\vartheta - \vartheta'')}{\operatorname{tg}^2(\vartheta + \vartheta'')}, \\ \rho_s &= \frac{I'_s}{I_s} = \frac{|\hat{A}'_s|^2}{|\hat{A}_s|^2} = \frac{\operatorname{tg}^2(\vartheta - \vartheta'')}{\operatorname{tg}^2(\vartheta + \vartheta'')}, \\ \tau_p &= \frac{I''_p}{I_p} = \frac{n_2 |\hat{A}''_p|^2}{n_1 |\hat{A}_p|^2} = \frac{\sin 2\vartheta \sin 2\vartheta''}{\sin^2(\vartheta + \vartheta'') \cos^2(\vartheta - \vartheta'')}, \\ \tau_s &= \frac{I''_s}{I_s} = \frac{n_2 |\hat{A}''_s|^2}{n_1 |\hat{A}_s|^2} = \frac{\sin 2\vartheta \sin 2\vartheta''}{\sin^2(\vartheta + \vartheta'')}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

При этом действует закон сохранения энергии:

$$\rho_s + \tau_s = 1, \quad \rho_p + \tau_p = 1. \quad (4.7)$$

В случае нормального падения волны на границу раздела коэффициент отражения

$$\rho_0 = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 = \left(\frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1} \right)^2. \quad (4.8)$$

Коэффициент пропускания

$$\tau_0 = \frac{4n_{12}}{(n_{12} + 1)^2}. \quad (4.9)$$

Замена в формуле для коэффициента отражения величины n_{12} не изменяет его значение, т.е. для обоих направлений распространения коэффициент одинаков. Запомним, что при нормальном падении на гра-

ницу раздела «воздух–стекло» с коэффициентом преломления $n = 1,5$ отражается около 4% световой энергии, причем от плоскопараллельной стеклянной пластинки в воздухе – около 8%, учитывая две границы раздела. Отметим один особый случай падения плоской волны на границу раздела, когда $\vartheta + \vartheta'' = \pi/2$. Тогда $\text{tg}(\vartheta + \vartheta'') \rightarrow 0$ и $\rho_p \rightarrow 0$, т.е. в отраженном свете отсутствует p -компонент поляризации и он представлен лишь линейно поляризованным s -компонентом. Так как в этом случае $\sin \vartheta'' = \sin(\pi/2 - \vartheta) = \cos \vartheta$, то из закона преломления следует:

$$\frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta''} = \frac{\sin \vartheta}{\cos \vartheta} = \text{tg} \vartheta_{\text{Бр}} = n_{12}. \quad (4.10)$$

Полученный результат называется *законом Брюстера*. Угол падения $\vartheta_{\text{Бр}}$, определяемый этим выражением, называется углом полной поляризации или углом Брюстера. Из условия $\vartheta + \vartheta'' = \pi/2$ следует, что направления распространения отраженной и преломленной волн в этом случае взаимно перпендикулярны (рис. 4.6).

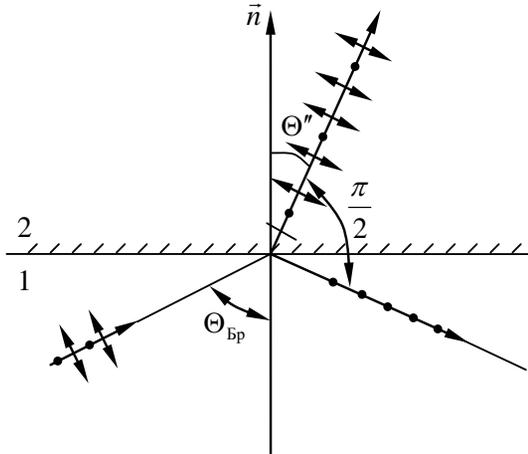


Рис. 4.6

Интенсивности ортогональных поляризационных компонентов, на которые можно разложить поляризованный естественный свет, равны половине полной интенсивности: $I_s = I_p = I/2$. Поэтому общий коэффициент отражения падающего неполяризованного света равен полусумме коэффициентов отражения s - и p -компонентов:

$$\rho_H = \frac{\rho_s \frac{I}{2} + \rho_p \frac{I}{2}}{I} = \frac{\rho_s + \rho_p}{2}. \quad (4.11)$$

Аналогичное выражение справедливо и для коэффициента пропускания:

$$\tau_H = \frac{\tau_s + \tau_p}{2}, \quad \rho_H + \tau_H = 1. \quad (4.12)$$

При этом в общем случае отраженная и преломленная волны становятся частично поляризованными, а при угле Брюстера отраженный свет полностью линейно поляризован. Степень поляризации отраженного света можно выразить как

$$P' = \frac{|\rho_s - \rho_p|}{|\rho_s + \rho_p|} = \frac{|\rho_s - \rho_p|}{2\rho_H}. \quad (4.13)$$

Линейно поляризованный падающий свет, световой вектор которого составляет с плоскостью падения угол a_i , также можно разложить на s - и p -компоненты. При этом интенсивности компонентов можно выразить следующим образом: $I_p = I \cos^2 a_i$, $I_s = I \sin^2 a_i$, так как амплитуды светового вектора соответственно равны: $A_p = A \cos a_i$, $A_s = A \sin a_i$. Их можно рассматривать независимо. Следовательно, общий коэффициент отражения такого поляризационного света равен:

$$\rho_{\Pi} = \frac{\rho_p I \cos^2 a_i + \rho_s I \sin^2 a_i}{I} = \rho_p \cos^2 a_i + \rho_s \sin^2 a_i. \quad (4.14)$$

Аналогично коэффициент пропускания

$$\tau_{\Pi} = \tau_p \cos^2 a_i + \tau_s \sin^2 a_i. \quad (4.15)$$

При этом, конечно, действует закон сохранения энергии: $\rho_{\Pi} + \tau_{\Pi} = \sin^2 a_i + \cos^2 a_i = 1$. Также следует поступать и в случае произвольной эллиптической поляризации падающего света, разлагая его на независимые s - и p -компоненты. На рис. 4.7 показана зависимость коэффициентов отражения s - и p -компонентов падающей волны от угла падения ϑ для стекла.

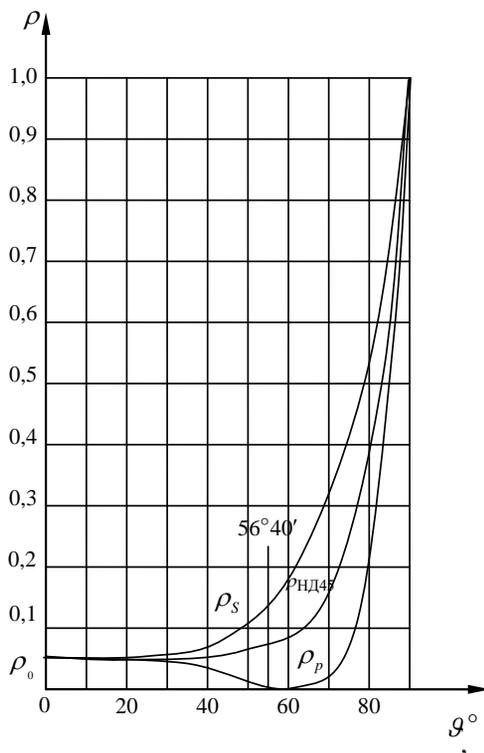


Рис. 4.7

Следует обратить внимание на то, что коэффициент отражения для p -компонента поляризации имеет нулевой минимум при угле Брюстера. Для границы «воздух–стекло» значение угла Брюстера близко к 57° . Средняя кривая $\rho_{\text{нц}45}$ соответствует зависимости общего коэффициента отражения либо для неполяризованного падающего света, либо для света, поляризованного по кругу (циркулярная поляризация), либо для линейно поляризованного света, световой вектор которого наклонен к плоскости падения под азимутальным углом $a_i = 45^\circ$.

4.4. Двулучепреломление в кристаллах

При прохождении света через все прозрачные кристаллы за исключением тех, что принадлежат к кубической системе (например, поваренная соль), наблюдается явление, называемое *двойным луче-*

преломлением или просто *двулучепреломлением*. Оно заключается в том, что упавший на кристалл луч света разделяется внутри него на два полностью поляризованных в ортогональных направления. Объясняется это явление анизотропией диэлектрической проницаемости, а следовательно, и анизотропией показателя преломления кристалла для различных направлений колебаний светового вектора падающей электромагнитной волны, т.е. для различных направлений поляризации. Эту анизотропию характеризуют *индикатрисой показателя преломления*, имеющей вид замкнутой поверхности вокруг выбранной точки кристалла, т.е. точки падения луча

Изобразим индикатрису показателя преломления, например, в виде эллипсоида вращения (рис. 4.8).

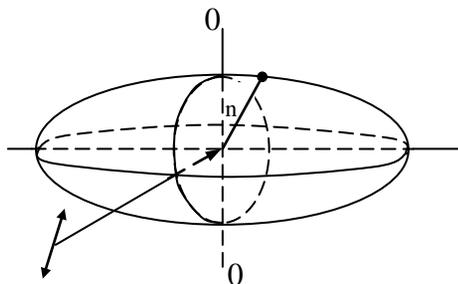


Рис. 4.8

Расстояние от каждой точки этой поверхности до выбранной точки показывает значение показателя преломления для направления, соединяющего эти точки и обозначающего направление линейной поляризации лучей, поведение которых исследуется в выбранной точке. Для всех лучей, проходящих через выбранную точку, направление поляризации которых перпендикулярно оси вращения эллипсоида $O-O$, т.е. лежит в плоскости кругового сечения, значение показателя преломления одно и то же независимо от направления распространения.

Обычно рассматривают сечение индикатрисы показателя преломления, проходящее через ось $O-O$, и направление распространения луча, называемое *главным сечением кристалла*. Таким образом, для лучей, направление поляризации которых перпендикулярно плоскости главного сечения, показатель преломления не зависит от направления распространения, т.е. ведет себя аналогично показателю преломления в изотропной среде. Поляризованные таким образом

лучи называются *обыкновенными*. Напротив, для лучей, направление поляризации которых не перпендикулярно оси $O-O$ и лежит в плоскости главного сечения, показатель преломления может принимать различные значения в зависимости от направления распространения. Такие лучи называются *необыкновенными*. Следовательно, любой луч, падающий на кристалл, можно разложить на две линейно поляризованных составляющих, одна из которых поляризована перпендикулярно оси $O-O$ и плоскости главного сечения и является обыкновенным лучом, а вторая, поляризованная в плоскости главного сечения, – необыкновенным.

В случае индикатрисы показателя преломления, изображаемой эллипсоидом вращения, существует одно направление распространения луча, для которого показатели преломления лучей с любым направлением поляризации совпадают. Это направление распространения вдоль оси $O-O$, которая называется *оптической осью* кристалла. При распространении вдоль оптической оси луч не разделяется на обыкновенный и необыкновенный. Кристаллы, имеющие индикатрису показателя преломления в виде эллипсоида вращения, называются *одноосными*, так как они имеют лишь одну оптическую ось. Кристаллы, имеющие индикатрису показателя преломления в виде произвольного эллипсоида с тремя осями разной величины, имеют два таких направления, при распространении вдоль которых падающего излучения не происходит его разделение на обыкновенный и необыкновенный лучи, т.е. они имеют две оптические оси и называются *двуосными*. В двуосных кристаллах оба луча, на которые разлагается падающий луч, не подчиняются обычному закону преломления и являются необыкновенными.

Одноосные кристаллы характеризуются двумя показателями преломления: для обыкновенного луча – n_o и для необыкновенного, перпендикулярного оптической оси, – n_e , имеющего экстремальное значение. Каждому показателю преломления соответствует своя скорость распространения луча в кристалле: v_o и v_e . Для характеристики анизотропии кристалла часто пользуются поверхностями волновых нормалей, представляющими собой поверхности, образованные концами векторов скорости распространения лучей в кристалле, исходящих из выбранной точки кристалла по всем возможным направлениям. Так, для обыкновенного луча поверхность волновых нормалей представляет собой сферу, тогда как для необыкновенного луча – эллипсоид вращения. В главном сечении, соответственно, это окружность и эллипс (рис. 4.9).

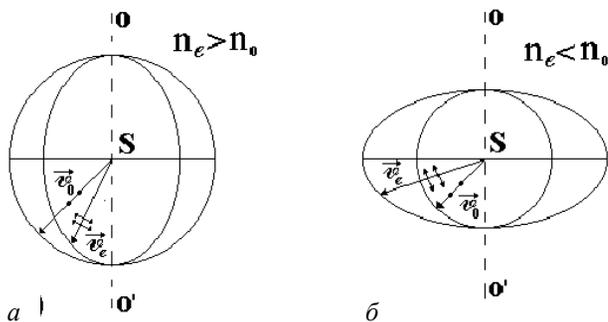


Рис. 4.9

Если $n_e > n_o$, т.е. $v_e < v_o$, то такие кристаллы называются *положительными*, например кварц (рис. 4.9, а). В оптике часто применяются кристаллы исландского шпата или кальцита, обладающие сравнительно большим двулучепреломлением, т.е. большой абсолютной величиной разности $|n_e - n_o| = 0,17$. У этих кристаллов эллипсоид показателя преломления не вытянут вдоль оси, а сплюснут, т.е. $n_o > n_e$, и, следовательно, $v_o < v_e$. Такие кристаллы называются *отрицательными* (рис. 4,9, б).

Гюйгенсом было найдено верное, хотя и формальное, правило, позволяющее определить направление необыкновенного луча.

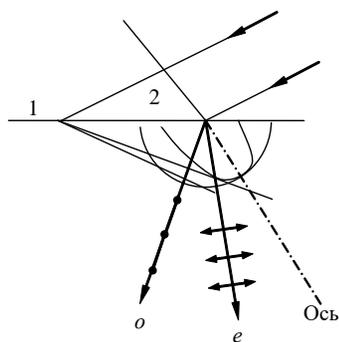


Рис. 4.10

строение (рис. 4.10) выполняется для момента времени, когда плоский волновой фронт падающей волны – поверхность равной фазы – достигает точки 1. Преломленные обыкновенный и необыкновенный лучи из точки 2 (в которую падающая волна пришла за единицу времени до того, как она достигла точки 1) в это время уже проходят разные пути в кристалле в соответствии с поверхностями волновых нормалей. При плоской границе раздела обе волны (обыкновенная и необыкновенная) остаются плоскими,

следовательно, их волновые фронты можно изобразить в виде прямых, исходящих из точки 1, касательных к соответствующим поверх-

ностям волновых нормалей. Отсюда следует, что обыкновенный луч совпадает с нормалью к соответствующему фронту, а необыкновенный, проведенный из точки 2 через точку касания фронта необыкновенной волны с поверхностью волновых нормалей, заметно отклоняется от нормали к фронту необыкновенной волны. Изобразим три случая нормального падения света на поверхность кристалла, различающиеся направлением оптической оси (рис. 4.11).

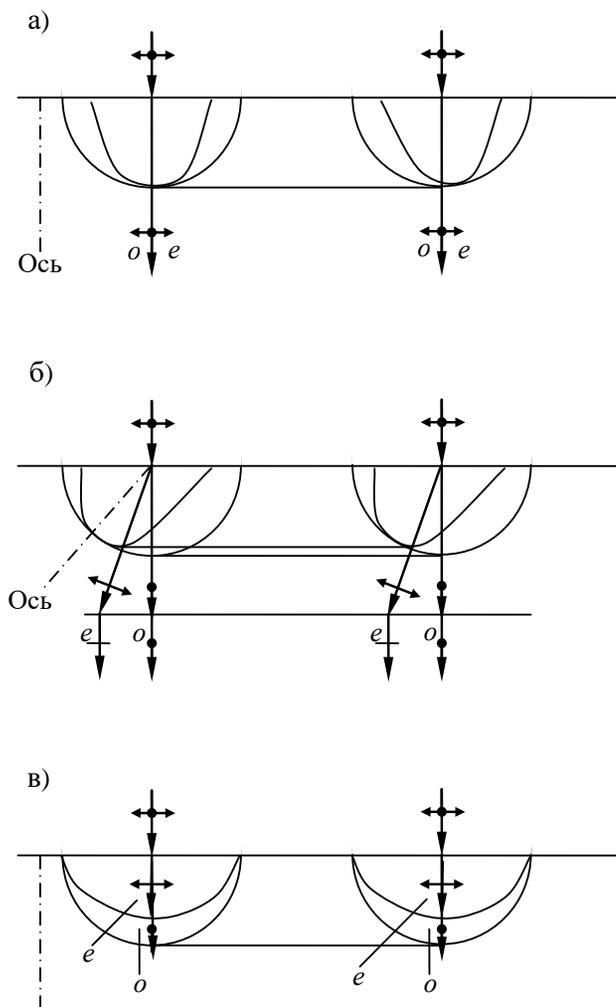


Рис. 4.11

В первом случае распространения вдоль оптической оси (рис. 4.11, а) луч не разделяется. На рис. 4.11, б видно, что даже при нормальном падении света необыкновенный луч может отклониться от нормали к этой поверхности, причем на выходе из кристаллической пластинки обыкновенный и необыкновенный лучи параллельны. В третьем случае, когда оптическая ось кристалла параллельна его поверхности (рис. 4.11, в), обыкновенный и необыкновенный лучи идут по одному направлению, но с разной скоростью, вследствие чего между ними возникает всевозрастающая разность фаз. Такое устройство называется *линейной фазовой пластинкой*. Сдвиг фазы, вносимый фазовой пластинкой, равен:

$$\delta = |n_o - n_e| \frac{2\pi d}{\lambda_0}. \quad (4.16)$$

4.5. Фазовые пластинки и поляризаторы

Выбором толщины d линейной фазовой пластинки достигается сдвиг фаз на 90° , необходимый для превращения линейно поляризованного света в свет, поляризованный по кругу.

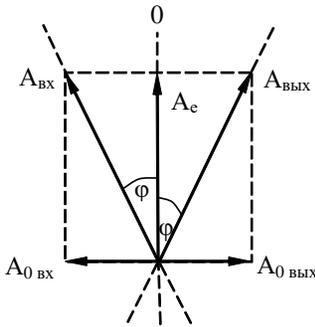


Рис. 4.12

Оптическая ось кристалла определяет положение оси наибольшей скорости кварцевой фазовой пластинки. Для получения из естественного света, поляризованного по кругу, необходимо, чтобы ось наибольшей скорости составляла угол 45° с направлением оси пропускания поляризатора перед пластинкой. Тогда амплитуды колебаний обыкновенной и необыкновенной волн равны. Поворачивая ось наибольшей скорости на 90° , можно изменить направление вращения поляризации на обратное. Пластинка, сдвигающая фазу на 90° , называется *четвертьволновой*, на 180° – *полуволновой*.

изменить направление вращения поляризации на обратное. Пластинка, сдвигающая фазу на 90° , называется *четвертьволновой*, на 180° – *полуволновой*.

Рассмотрим прохождение линейно поляризованного света через полуволновую пластинку. Пусть направление поляризации света на входе в пластинку составляет угол φ с осью наибольшей скорости пластинки (рис. 4.12).

Его можно разложить на обыкновенный и необыкновенный лучи. За время прохождения через пластинку разность фаз между ними изменится на π . Поэтому на выходе из пластинки свет имеет направление линейной поляризации, симметричное исходному направлению поляризации относительно оси наибольшей скорости пластинки. Таким образом, полуволновая пластинка поворачивает направление поляризации на угол 2φ . Если $\varphi = 45^\circ$, то направление поляризации меняется на ортогональное. Для сдвига фаз используется и явление *полного внутреннего отражения*. Оказывается, что линейно поляризованные s - и p -компоненты после полного внутреннего отражения приобретают разность фаз δ , зависящую от угла падения и относительного показателя преломления $n_{отн}$ (1):

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \sqrt{\sin^2 \vartheta - n_{отн}^2}}{\sin^2 \vartheta}, \quad (4.17)$$

причем большую фазу приобретает p -компонент. Чтобы превратить линейно поляризованный свет в свет, поляризованный по кругу, используют два полных внутренних отражения в специальной стеклянной призме, называемой *ромбом Френеля* (рис. 4.13).

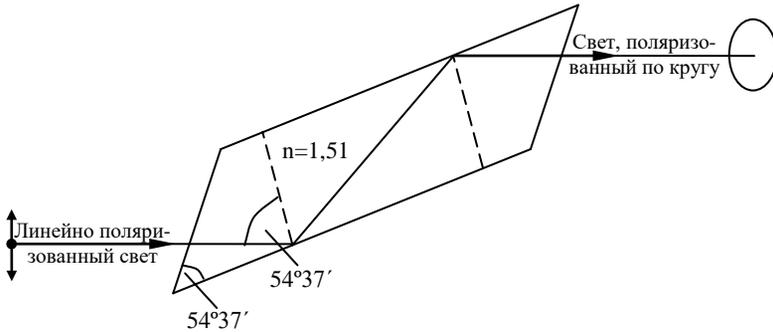


Рис. 4.13

Угол между направлением линейной поляризации падающего света и плоскостью падения должен быть равен 45° для обеспечения равенства амплитуд s - и p -компонентов.

Принципы действия реальных поляризаторов также основаны на явлениях двулучепреломления и поляризации при отражении и преломлении света на границе раздела двух сред (рис. 4.14).

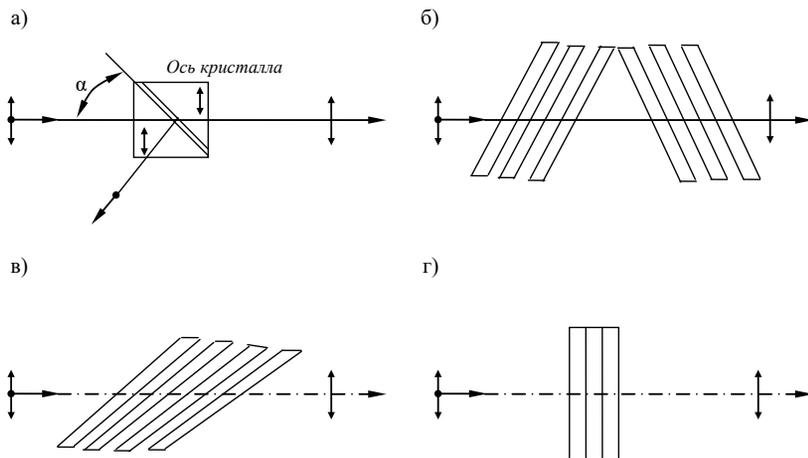


Рис. 4.14

В *призмах Арчарда–Тейлора* (рис. 4.14, а), **Николя** и т.п. для обыкновенного луча обеспечиваются условия полного внутреннего отражения, а для необыкновенного не обеспечиваются. Таким образом происходит разделение лучей на большой угол. **Стопа Столетова** (рис. 4.14, б) представляет собой набор стеклянных пластин, наклоненных к падающему лучу под углом Брюстера, вследствие чего через нее проходит в основном линейно поляризованный p -компонент излучения. Аналогично работают интерференционные поляризаторы (рис. 4.14, в) – система тонких пленок из материалов с разными показателями преломления на стеклянной подложке, наклоненная под углом Брюстера к падающему лучу, причем толщина пленок выбрана таким образом, чтобы отраженные от каждой границы раздела волны складывались в фазе, что обеспечивает эффективное разделение s - и p -компонентов для определенной длины волны падающего излучения. Наиболее удобными поляризаторами, вклеенными между двумя стеклами, являются **поляроиды** (рис. 4.14, г) – полимерные пленки которых с цепочками атомов йода ориентированы в определенном направлении путем растяжения пленки в процессе полимеризации.

зации, что и дает эффект пропускания линейно поляризованного света (аналогично металлической решетке и области радиоволн).

4.6. Электрооптические эффекты

Двулучепреломление может наблюдаться не только в кристаллах, но и в такой изотропной среде, как, например, стекло, если в ней возникают механические натяжения, вызванные сжатием или неоднородным нагревом. Возникновение двулучепреломления в жидкостях и аморфных телах и даже в газах под воздействием электрического поля называется *эффектом Керра*. Ячейка Керра, которая демонстрирует этот эффект, представляет собой сосуд с диэлектрической жидкостью, куда введены пластины конденсатора (рис. 4.15).

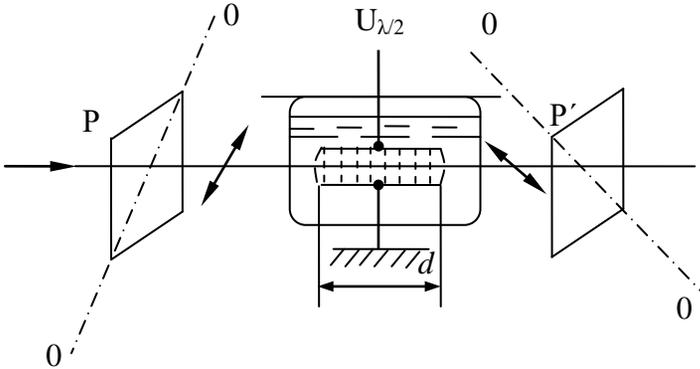


Рис. 4.15

В однородном поле между пластинами конденсатора при подаче на него напряжения жидкость приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, ориентированной вдоль поля. Двулучепреломление пропорционально квадрату напряженности поля $E_{эл}$:

$$|n_0 - n_e| = kE_{эл}^2, \quad (4.18)$$

между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает разность фаз

$$\delta_k = \frac{2\pi d}{\lambda_0} kE_{эл}^2 = 2\pi d B E_{эл}^2, \quad (4.19)$$

где V – *постоянная Керра*, зависящая от рода вещества, температуры и длины волны света. Большой постоянной Керра обладает, например, нитробензол. Эффект Керра объясняется ориентирующим действием электрического поля на полярные молекулы, которые либо сами обладают дипольным моментом, либо приобретают его под действием поля. В результате изотропная среда становится анизотропной. Чем выше температура, тем большее поле требуется для ориентации молекул. Время ориентации молекул очень мало (10^{-10} с), поэтому эффект Керра используют для создания безынерционных оптических затворов. Для этого ячейку Керра помещают между скрещенными поляризаторами P и P' таким образом, чтобы направление силовых линий поля составляло угол 45° с осями пропускания поляризаторов. Амплитуды обыкновенного и необыкновенного лучей при этом равны. При подаче напряжения, соответствующего разности хода в полволны, называемого *полуволновым напряжением*, такая система первоначально, до подачи напряжения непрозрачная, просветляется. Для нитробензола $V_{\lambda/2} \approx 15$ кВ/см.

На практике чаще используется другой электрооптический эффект – *эффект Погкельса*, заключающийся в деформации индикатрисы показателя преломления кристаллов под действием электрического поля. При этом кристаллы из одноосных превращаются в двуосные. В отличие от эффекта Керра разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами при этом линейно зависит от приложенного напряжения. В различных кристаллах используется либо *поперечный* эффект Погкельса, когда направление электрического поля перпендикулярно направлению распространения света, либо *продольный*, когда направление поля совпадает с направлением распространения света. Так, для кристаллов типа KDP (дигидрофосфат калия), работающих на продольном эффекте, разность фаз равна:

$$\delta_{\text{KDP}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0^3 r_{63} U, \quad (4.20)$$

где U – приложенное напряжение; n_0 – показатель преломления для обыкновенного луча; r_{63} – *электрооптический коэффициент*. Заметим, что δ_{KDP} не зависит от длины кристалла. Для кристалла ниобата лития, работающего на поперечном эффекте Погкельса, разность фаз

$$\delta_{\text{нл}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0^3 r_{22} U \frac{d_{||}}{d_{\perp}}, \quad (4.21)$$

где d_{\parallel} – длина кристалла в направлении распространения света; d_{\perp} – его толщина в направлении электрического поля. Такие кристаллы с нанесенными для подачи напряжения электродами называются *ячейками Погкельса* (рис. 4.16). В сочетании с поляризационной парой они также используются для создания безынерционных лазерных светозатворов и модуляторов. Полуволновое напряжение для кристаллов типа KDP – около 6 кВ, для кристаллов ниобата лития – около 2 кВ при $d_{\parallel}/d_{\perp} = 3$.

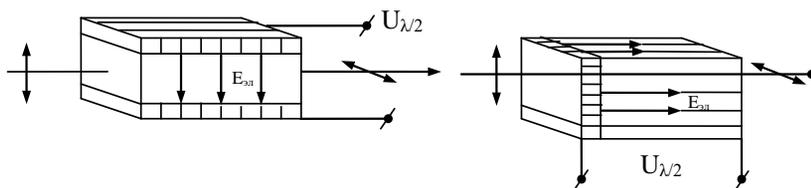


Рис. 4.16

Оптическая схема лазера с электрооптическим затвором представлена на рис. 4.17.

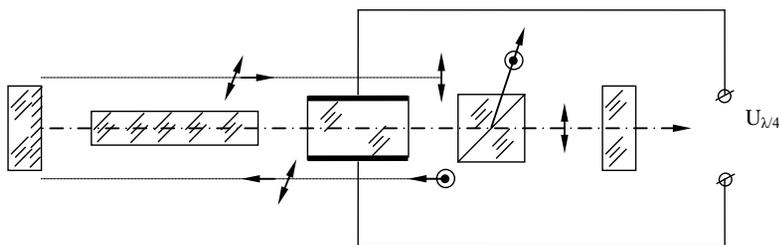


Рис. 4.17

При отсутствии напряжения на электрооптическом элементе оптический затвор вносит в резонатор лазера потери, препятствующие возникновению генерации (поляризация света, прошедшего электрооптический элемент, такова, что поляризатор не пропускает свет в направлении второго зеркала резонатора). При подаче на электрооптический элемент напряжения, соответствующего сдвигу фаз $\pi/4$, вектор поляризации за два прохода повернется на $\pi/2$ и излучение будет проходить через поляризатор – резонатор откроется. Благодаря

малой инерционности электрооптического эффекта удается получать моноимпульсы с эффективной длительностью менее десятка наносекунд – около 6 кВ, для кристаллов ниобата лития – около 2 кВ при $d_{||}/d_{\perp} = 3$.

4.7. Вращение направления поляризации

Некоторые вещества и растворы обладают способностью вызывать вращение направления поляризации проходящего через них линейно поляризованного света, например кварц, скипидар, раствор сахара. Это явление называется *оптической активностью*. Угол поворота ζ пропорционален пути l , пройденному лучом, $\zeta = al$, и концентрации $\langle c \rangle$ активного вещества в растворе:

$$\zeta = a\langle c \rangle l, \quad (4.22)$$

где a – *постоянная вращения*, зависящая от рода вещества и длины волны света. Естественное вращение направления поляризации может быть правым и левым для двух разновидностей одного и того же вещества. Явление оптической активности объясняется различной скоростью распространения света с правым и левым направлением вращения светового вектора. Проходящий в оптически активном веществе свет с линейной поляризацией можно разложить на два одинаковых по интенсивности компонента, поляризованных по кругу с правым и левым направлением вращения. Набег фазы между этими компонентами дает в результате вращение направления поляризации результирующего линейно поляризованного луча. Этим свойством обладают вещества, несимметричные молекулы которых могут существовать в двух зеркально симметричных формах, а также кристаллы со спиральной кристаллической решеткой.

Кварцевую пластинку, вырезанную перпендикулярно оптической оси и обладающую естественной оптической активностью, называют *ротатором*. При толщине пластинки 1 мм угол поворота направления поляризации составляет около 20° . Под действием магнитного поля даже оптические неактивные вещества приобретают способность вращать направление линейной поляризации света, распространяющегося вдоль силовых линий поля. Это явление называется *эффектом Фарадея* или искусственной оптической активностью. Угол поворота направления поляризации пропорционален пути l и напряженности магнитного поля H :

$$\zeta = V l H, \quad (4.23)$$

где V – *постоянная Верде*, зависящая от рода вещества и длины волны. Направление вращения определяется направлением магнитного поля и не зависит от направления распространения луча. Ротатор Фарадея представляет собой, например, стержень из специального стекла, вокруг которого намотана катушка электромагнита. Если $V > 0$, то направление вращения поляризации совпадает с направлением электрического тока в соленоиде. Ротаторы Фарадея называют *взаимными*, так как свет, прошедший сквозь ротатор и отраженный зеркалом в обратном направлении, после второго прохода ротатора не восстанавливает первоначальное направление поляризации, как было бы в случае естественной оптической активности, а удваивает угол поворота направления поляризации.

5. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

5.1. Нормальная и аномальная дисперсия

Дисперсией света называются явления, обусловленные зависимостью показателя преломления вещества от частоты световой волны или от длины световой волны в вакууме: $n = n(\lambda_0)$. *Дисперсией вещества* называется производная

$$D_{\text{в}} = \frac{dn}{d\lambda} . \quad (5.1)$$

Для прозрачных бесцветных веществ $n(\lambda_0)$ имеет вид монотонно и довольно медленно убывающей функции, причем скорость убывания n с ростом длины волны уменьшается (рис. 5.1). Дисперсия вещества в этом случае отрицательна.

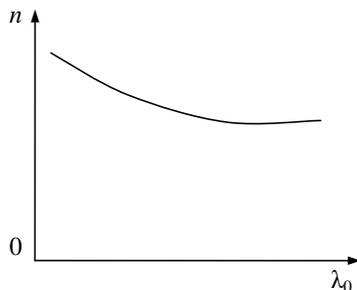


Рис. 5.1

Для широкого класса веществ дисперсия может быть описана *формулой Коши*:

$$n = A + \frac{B}{\lambda_0^2} + \frac{C}{\lambda_0^4}, \quad (5.2)$$

где A , B и C – постоянные, характерные для данного вещества. Такой убывающий ход кривой $n(\lambda_0)$ называется *нормальной дисперсией*. В области поглощения в некотором диапазоне длин волн дисперсия вещества оказывается положительной, т.е. n растет с увеличением λ_0 , такой ход кривой называется *аномальной дисперсией*. Среды, обладающие дисперсией, называются *диспергирующими*. Именно дисперсией объясняется разложение белого света призмой в радужный спектр, используемое в различных спектральных приборах: спектрографах, монохроматорах и т.п. Призма отклоняет луч к основанию (рис. 5.2).

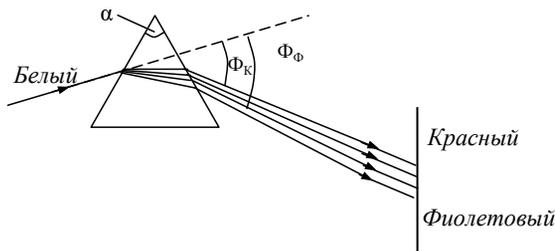


Рис. 5.2

Угол отклонения φ зависит от показателя преломления n , а он в свою очередь зависит от длины волны λ_0 . Каждой длине волны соответствует свой угол отклонения, и на экране наблюдается спектр. При нормальной дисперсии красный луч отклоняется на меньший угол, чем фиолетовый. В случае симметричного хода луча через призму, когда луч в призме распространяется параллельно основанию, угол отклонения φ связан с преломляющим углом α и показателем преломления n :

$$n = \frac{\sin \frac{\alpha + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (5.3)$$

Дисперсия объясняется на основе электромагнитной теории света и электронной теории вещества, когда вещество представляют в виде колеблющихся под действием поля электромагнитной волны зарядов – электронов, квазиупруго связанных в атомах. В области нормальной дисперсии процесс распространения света в веществе выглядит следующим образом. Электроны колеблются с частотой вынуждающих колебаний электромагнитного поля. Вынужденные колебания зарядов вызывают вторичные электромагнитные волны той же частоты, но с некоторым запаздыванием для каждого заряда. Вторичные волны излучаются во всех направлениях, перпендикулярных направлению вынужденных колебаний. Однако в однородной среде вторичные волны разных зарядов жестко связаны между собой по фазе и гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения падающей волны.

Следующий слой зарядов по пути распространения света возбуждается уже вторичной волной, задержанной по фазе, и т.д. Этим и объясняется физически уменьшение скорости распространения фронта электромагнитной волны при прохождении через вещество. В разреженных веществах (газах) $v \rightarrow c$, т.е. $n \rightarrow 1$. Итак, в поле световой волны на каждый электрон вещества действует вынуждающая сила $F = eA \cos(\omega t - k\chi)$, где e – заряд электрона; A – амплитуда напряженности электрического поля волны. Под действием этой силы электроны вещества совершают вынужденные колебания, амплитуда которых зависит от частоты. Вследствие этих колебаний центры масс электронного облака атома и его ядра смещаются, в атомах возникает наведенный дипольный момент, вещество поляризуется. Поляризация

вещества характеризуется вектором поляризации $\vec{P} = \frac{\sum_k \vec{p}_{ek}}{\Delta V}$, где \vec{p}_{ek} – дипольный момент атома, ΔV – объем вещества. Известно, что диэлектрическая проницаемость вещества $\epsilon = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} = n^2$, т.е. n^2 зави-

сит от поляризации вещества, а она, в свою очередь, от частоты падающей световой волны, так как от нее зависит амплитуда вынужденных колебаний электрона, т.е. величина наведенного дипольного момента. Можно показать, что

$$\epsilon = n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_k \left(\omega_{0k}^2 - \omega^2 \right)^{-1}, \quad (5.5)$$

где ω_{0k} – собственные частоты колебаний электронов. Если ω далека от ω_{0k} , то $n \approx 1$. Это область нормальной дисперсии. При равенстве частоты электромагнитной волны и собственной частоты колебаний электронов возникает резонанс, когда передача энергии волны колебаниям электронов, а от них – колебаниям атомов происходит особенно эффективно, т.е. возникает поглощение света. Тогда $n^2 \rightarrow \infty$. Переходя от ω к λ_0 , на графике получим разрыв функции $n(\lambda_0)$.

В реальном веществе амплитуда резонансных колебаний электронов ограничивается за счет излучения и передачи энергии атомам. Поэтому разрыва функции не получается и ход реальной кривой будет соответствовать кривой аномальной дисперсии света, а дисперсия вещества будет представлена в виде пика или линии поглощения (рис. 5.3).

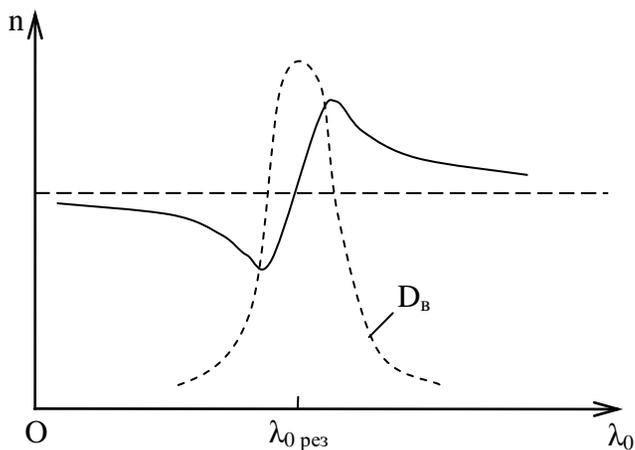


Рис. 5.3

Для веществ, атомы или молекулы которых практически не взаимодействуют (разреженные газы), линии поглощения очень узки. При увеличении давления и при переходе в конденсированное состояние линии сильно расширяются и сливаются друг с другом. Резонансные колебания электронов внутри атомов происходят с большой частотой, соответствующей видимому диапазону спектра, резонансные колебания атомов внутри молекул – с меньшими частотами, соответствующими инфракрасному диапазону. В металлах свободные электроны

колеблются с любыми частотами и передают энергию колебаний атомам кристаллической решетки. Так возникает сильное поглощение во всей области спектра: от ультрафиолетовой до инфракрасной.

5.2. Поглощение и рассеяние света

Интенсивность света при прохождении пути l через поглощающее вещество убывает по экспоненте:

$$I = I_0 e^{-\mu l}, \quad (5.6)$$

где μ – линейный показатель поглощения. Это соотношение называется **законом Бугера**. При $l = 1/\mu$ интенсивность света убывает в $e = 2,7$ раз. В прозрачных средах ослабление света обусловлено, в основном, не поглощением, а рассеянием в связи с дифракцией электромагнитных волн на микронеоднородностях среды, какими могут быть, например, локальные сгущения среды (флуктуации плотности) или посторонние частицы – аэрозоли. При этом вторичные волны, вызванные зарядами различной физической природы (например, в различных по плотности веществах), распространяющиеся в боковых направлениях, уже не гасят друг друга. В этом случае под μ в законе Бугера надо понимать сумму линейных показателей поглощения и рассеяния: $\mu = \mu_n + \mu_r$.

Если размеры неоднородностей значительно меньше длины волны, то интенсивность рассеянного света прямопропорциональна 4-й степени частоты или обратно пропорциональна 4-й степени длины волны:

$$I_p \sim \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (5.7)$$

Это соотношение выражает **закон Рэлея**. Такое рассеяние называется **молекулярным**. Этим законом объясняется голубой цвет неба, так как на флуктуациях плотности воздуха рассеивается в основном излучение с короткими длинами волн. Красный цвет заходящего или восходящего Солнца или Луны объясняется тем, что при прохождении излучением больших толщин рассеивающей среды оно обогащается излучением с большими длинами волн, так как коротковолновое излучение рассеивается в атмосфере. Если размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны, то зависимость сменяется на квадратичную, т.е.

$$I \sim \frac{1}{\lambda^2}. \quad (5.8)$$

Такое рассеяние называется *аэрозольным*. Для атмосферы общий линейный показатель ослабления, вызванный поглощением и рассеянием света в видимом диапазоне, составляет от 0,05 до 0,5 км⁻¹ при изменении метеорологической дальности видимости от 50 до 5 км. В чистой морской воде линейный показатель ослабления для зеленого света – около 0,2 м⁻¹, в стекле – около 1 м⁻¹.

5.3. Фазовая и групповая скорости распространения волн

Описание электромагнитной волны в виде $E = A \cos(\omega t - kx + \alpha)$ является идеализацией, которая на практике никогда не реализуется. Действительно, такая волна должна быть бесконечной во времени и пространстве. С помощью такой волны нельзя передать никакой сигнал, так как для этого на ней надо сделать какую-либо отметку, но тогда она перестанет быть косинусоидой. Всякая реальная световая волна имеет начало и конец и, следовательно, может быть изображена лишь в виде отрезка косинусоиды или *волнового пакета* (рис. 5.4).

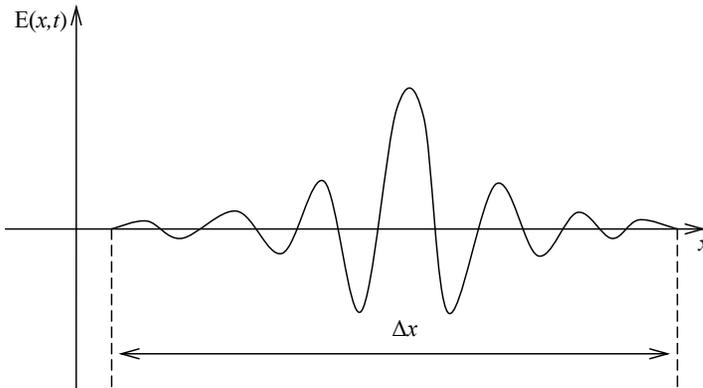


Рис. 5.4

С течением времени волновой пакет перемещается вдоль оси x . Из теоремы Фурье следует, что этот волновой пакет можно представить в виде суперпозиции бесконечных гармонических составляющих с разными частотами, т.е. в виде интеграла Фурье:

$$E(x, t) = \int_{\omega_0 - \Delta\omega/2}^{\omega_0 + \Delta\omega/2} A_\omega \cos(\omega t - k_\omega x + \alpha_\omega) d\omega. \quad (5.9)$$

Индексы ω при A_ω , k_ω и α_ω указывают, что для разных гармонических составляющих амплитуды волновые числа и фазы различны. В пределах волнового пакета все составляющие его косинусоиды находятся примерно в фазе и налагаются друг на друга, вне пакета – гасят друг друга. Чем меньше длина пакета Δx , тем больше число составляющих его косинусоид с различными частотами и шире интервал $\Delta\omega$. Существует следующая связь между интервалом частот $\Delta\omega$ и длительностью пакета Δt и, соответственно, между интервалом Δk и длиной пакета Δx :

$$\Delta\omega\Delta t \approx 2\pi \text{ и } \Delta k\Delta x \approx 2\pi. \quad (5.10)$$

Для существования волнового пакета необходимо, чтобы $\Delta\omega$ было бесконечно меньше ω_0 . В недиспергирующей среде, когда показатель преломления не зависит от частоты, все волны, образующие волновой пакет, распространяются с одинаковой фазовой скоростью v , поэтому волновой пакет движется как целое и не изменяет своей формы. В диспергирующей среде показатель преломления зависит от частоты, причем в области нормальной дисперсии волны с большей частотой распространяются медленнее, чем с меньшей. Поэтому при распространении в такой среде волновой пакет с течением времени расплывается. Если дисперсия невелика, то расплывание пакета происходит медленно. Можно показать, что при распространении такого пакета, наряду с перемещением всего пакета как целого, в нем происходит движение горбов и впадин косинусоиды, причем в случае нормальной дисперсии новые горбы возникают на хвосте волнового пакета и перемещаются в направлении к его началу (рис. 5.5).

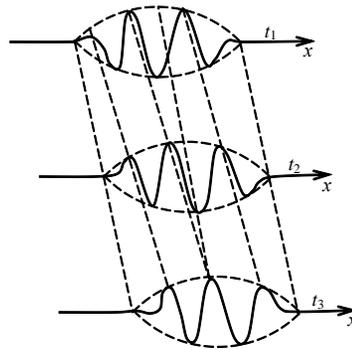


Рис. 5.5

Скорость перемещения центра волнового пакета, иначе – скорость распространения поверхности с постоянной средней интенсивностью, называется *групповой скоростью*, скорость распространения

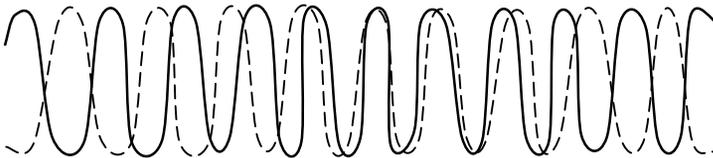
поверхности с постоянной фазой – *фазовой скоростью*. Оказывается, что скорость перемещения горбов и впадин совпадает с фазовой скоростью гармонической составляющей с максимальной амплитудой, т.е. в среде с нормальной дисперсией групповая скорость меньше фазовой. В среде с аномальной дисперсией – наоборот, групповая скорость больше фазовой. Покажем это на примере суперпозиции двух гармонических составляющих с разными частотами (рис. 5.6, а). Если скорость распространения сплошной волны с большей частотой меньше скорости пунктирной волны, то место, где максимумы волн находятся в фазе и складываются, будет сдвигаться влево, т.е. отставать от пунктирной волны. При сложении таких волн наблюдаются биения. Если записать эти волны в виде

$$E_1 = A \cos(\omega t - kx), \quad E_2 = A \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x],$$

положив начальные фазы равными нулю, причем $k = \omega/v_1$ и $k + \Delta k = (\omega + \Delta\omega)/v_2$ (скорости распространения v_1 и v_2 различны), то сумма этих косинусов равна:

$$E = E_1 + E_2 = 2A \underbrace{\cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right)}_I \underbrace{\cos(\omega t - kx)}_{II}. \quad (5.11)$$

а)



б)

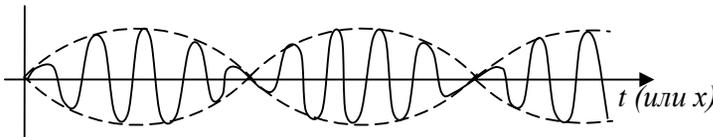


Рис. 5.6

Во втором множителе мы пренебрегли $\Delta\omega$ по сравнению с ω и Δk по сравнению с k . Первый множитель изменяется гораздо медленнее, чем второй, так как $\Delta\omega \ll \omega$, т.е. в результате мы имеем колебания с

частотой ω , но с медленно меняющейся амплитудой (рис. 5.6, б). Максимумы амплитуды определяются условием

$$\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x_{\max} = \pm m\pi, \quad m = 0, 1, 2\dots$$

или

$$x_{\max} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}t + \text{const}.$$

Следовательно, максимумы перемещаются со скоростью $u = \Delta\omega/(\Delta k)$ – это групповая скорость волнового пакета для случая двух гармонических составляющих.

В случае непрерывного ряда гармонических составляющих при представлении волнового пакета интегралом Фурье групповая скорость

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (5.12)$$

Так как $\omega = vk$, то $u = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk}$. Представим $\frac{dv}{dk} = \frac{dv}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dk}$. Так как $\lambda = 2\pi/k$, то $d\lambda/dk = -\frac{2\pi}{k^2} = -\frac{\lambda}{k}$. Тогда $\frac{dv}{dk} = -\frac{\lambda}{k} \frac{dv}{d\lambda}$,

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (5.13)$$

Если $dn/d\lambda < 0$ или $dv/d\lambda > 0$ в области нормальной дисперсии, то $u < v$, а если $dv/d\lambda < 0$ в области аномальной дисперсии, то $u > v$. В вакууме при $dv/d\lambda = 0$ $u = v$. Скорость перемещения максимума волнового пакета соответствует скорости переноса энергии, т.е. равна групповой скорости. В области аномальной дисперсии при сильном поглощении понятие групповой скорости теряет смысл, так как волновой пакет быстро затухает.

6. КВАНТОВАЯ ОПТИКА

6.1. Излучение и поглощение света атомными системами. Фотоны. Тепловое излучение

Развитие физики в начале XX в. привело к новым представлениям о веществе как о совокупности атомных систем, подчиняющихся

законам квантовой механики. Важнейшим следствием из этих представлений является гипотеза о наличии дискретных разрешенных *энергетических уровней* таких систем. Переходы атомов из одного энергетического состояния в другое могут сопровождаться излучением или поглощением электромагнитной энергии в виде дискретных порций квантов или **фотонов**, энергия которых соответствует разности энергий атомных уровней, между которыми совершается переход. Таким образом, свету, наряду с волновыми свойствами (интерференция, дифракция, поляризация), присущи и свойства частиц, т.е. свет испускается в виде дискретных частиц – фотонов.

Опишем характеристики фотона.

1. Фотон обладает энергией

$$W = h\nu, \tag{6.1}$$

$h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. Учитывая, что частота $\nu = c/\lambda$ и $\nu = \omega/2\pi$, энергия фотона может быть представлена формулами $W = hc/\lambda$ и $W = h\omega/2\pi = \hbar\omega$.

2. Электромагнитная волна обладает импульсом, соответственно обладает импульсом и фотон:

$$p = W/c = h\nu/c = h/\lambda = \hbar k. \tag{6.2}$$

Направление вектора импульса совпадает с направлением распространения волны, так как $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, здесь \vec{k} – волновой вектор.

3. Фотон существует только в движении, причем всегда движется со скоростью света c .

4. Масса покоя фотона равна нулю.

Все вышесказанное характеризует фотон как частицу особого рода, отличную, например, от электрона или протона, которые могут существовать, двигаясь со скоростями, меньшими, чем c , или даже покоясь.

Квантовые свойства света проявляются в таких явлениях, как световое давление, фотоэффект, эффект Комптона. Именно с квантовой точки зрения можно объяснить законы теплового излучения.

Тепловым излучением называют излучение, обусловленное хаотическим тепловым движением частиц вещества, за счет внутренней энергии нагретого тела. Остальные виды излучения, возбуждаемые за счет других видов энергии, называются *люминесценцией*. Тепловое излучение имеет место при любой температуре. Однако при невысо-

кой температуре излучаются практически лишь длинные (инфракрасные) электромагнитные волны.

Тепловое излучение является равновесным. Состояние системы называется равновесным, если распределение энергии между телом (или телами) и излучением остается неизменным во времени. Например, поместим в идеально отражающую полость тело, испускающее излучение в большем количестве, чем оно поглощает. Такое тело начнет терять энергию – охлаждаться, его излучение при этом начнет ослабевать. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока не установится равновесие. Наоборот, если внесенное тело излучает меньшее количество энергии, чем поглощает, то оно начнет нагреваться, а его излучение – нарастать до установления равновесного состояния. Поэтому тепловое излучение обладает устойчивым равновесием.

К равновесным процессам применимы законы термодинамики. Основной величиной, характеризующей тепловое тел, является температура T . Основные характеристики теплового излучения:

1. *Интенсивность (мощность)* состояние – поток энергии в единицу времени Φ (измеряется в ваттах).

2. Поток энергии, испускаемый единицей поверхности в единицу времени, называется *энергетической светимостью* R (иногда в литературе встречаются названия: интегральная светимость, интегральная излучательная способность или суммарная мощность излучения):

$$R = \frac{\Phi}{S} = \frac{1}{S} \frac{dW}{dt}, \quad (6.3)$$

где dW – энергия, излучаемая поверхностью S за время dt . Светимость зависит от температуры.

3. Монохроматическая *испускаемая (излучательная) способность* – это спектральная плотность энергетической светимости, характеризующая распределение энергии в спектре излучения тела по частотам ν или длинам волн λ : $r_{\nu T}$ или $r_{\lambda T}$; она также зависит от температуры:

$$r_{\nu T} = \frac{dR}{d\nu}; \quad r_{\lambda T} = \frac{dR}{d\lambda}, \quad (6.4)$$

тогда

$$R = \int_0^{\infty} r_{\nu T} d\nu \text{ или } R = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda .$$

Здесь dR – энергетическая светимость, приходящаяся на интервал частот от ν до $\nu + d\nu$ или на интервал длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$.

4. *Поглощательная способность* $a_{\nu T}$ (иногда ее называют монохроматическим коэффициентом поглощения данного тела) показывает, какая часть потока излучения частоты ν , падающего на поверхность данного тела, поглощается им:

$$a_{\nu T} = \frac{d\Phi'_{\nu}}{d\Phi_{\nu}}, \quad (6.5)$$

$d\Phi_{\nu}$ – поток лучистой энергии, падающий на элементарную площадку dS , обусловленный электромагнитными волнами, включенными в интервале частот $d\nu$; $d\Phi'_{\nu}$ – часть этого потока, поглощенного телом. Аналогично можно ввести $a_{\lambda T}$; $a_{\lambda T} \leq 1$.

Для тела, полностью поглощающего упавшее на него излучение всех частот, $a_{\nu T} \equiv 1$; это тело называют *абсолютно черным*. Тело, для которого, поглощательная способность не зависит от частоты, $a_{\nu T} \equiv a_T \equiv \text{const} < 1$, называют *серым*.

Между излучательной и поглощательной способностями существует определенная связь, установленная **законом Кирхгофа**:

$$\frac{r_{\nu T}}{a_{\nu T}} = f(\nu, T) \text{ или } \frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = f(\lambda, T), \quad (6.6)$$

т.е. отношение испускательной и поглощательной способностей не зависит от природы тела, а является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты (длины волны) и температуры. Это означает, что тело, сильнее поглощающее какие-либо лучи, будет эти лучи сильнее испускать.

Для абсолютно черного тела $a_{\nu T} \equiv 1$, следовательно, $r_{\nu T} = f(\nu, T)$. Таким образом, универсальная функция Кирхгофа есть испускательная способность абсолютно черного тела. Тогда из закона Кирхгофа следует:

$$r'_{\nu T} = a'_{\nu T} r_{\nu T}, \quad (6.7)$$

где $r'_{\nu T}$ и $a'_{\nu T}$ – испускательная и поглощательная способности любого тела, $r_{\nu T}$ – испускательная способность абсолютно черного тела.

Для установления вида зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от частоты и температуры рассмотрим возможные типы переходов атомов с одного энергетического уровня на другой. Допустим, что атомы в системе имеют только два разрешенных энергетических состояния – основное и возбужденное. Процесс резонансного поглощения излучения в такой системе, (рис. 6.1, а) состоит в поглощении фотона с частотой ν и переходе атома в возбужденное состояние. Количество атомов, переходящих в возбужденное состояние в единицу времени, пропорционально интенсивности излучения. Процесс резонансного излучения (рис. 6.1, б) основан на испускании фотона при обратном переходе атома из возбужденного состояния в основное.

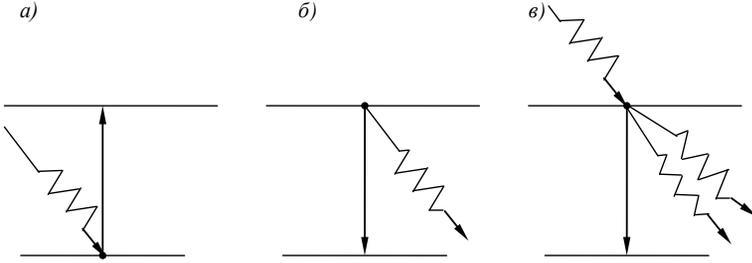


Рис. 6.1

Такой переход является случайным процессом: количество таких переходов в единицу времени характеризуется вероятностью *спонтанного*, т.е. произвольного, перехода и зависит лишь от внутренних свойств атомов. Эйнштейн обратил внимание на то, что двух указанных видов переходов недостаточно для объяснения факта существования термодинамического равновесия между излучением и веществом. При термодинамическом равновесии распределение атомов по различным энергетическим уровням с энергиями W_i определяется **законом Больцмана** – населенность N_i уровней падает по экспоненте:

$$N_i = C g_i e^{-W_i/kT}, \quad (6.8)$$

где g_i – кратность вырождения уровня, т.е. количество различных состояний атома с одинаковыми энергиями, $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К – по-

стоянная Больцмана, т.е. чем выше энергетический уровень, тем меньше атомов на нем находится; C – коэффициент пропорциональности, зависящий от энергетического состояния системы.

Термодинамическое равновесие должно устанавливаться при любой интенсивности падающего излучения. Но при наличии только двух указанных механизмов – резонансного поглощения и спонтанного излучения – существование равновесия возможно лишь тогда, когда количество спонтанных переходов вниз в единицу времени больше, чем количество резонансных переходов вверх. При достаточно большой интенсивности излучения количество переходов в возбужденное состояние может превысить количество обратных переходов, на верхнем уровне окажется больше атомов, чем на нижнем. Закон Больцмана и термодинамическое равновесие, будут нарушены. Эйнштейн предложил следующий выход: кроме спонтанных переходов в основное состояние существуют переходы, вероятность которых пропорциональна интенсивности падающего излучения так же, как и вероятность резонансного поглощения. Возникающее при таких переходах излучение называется *вынужденным* или *индуцированным*. При индуцированном излучении атом отдает свою энергию электромагнитной волне, интенсивность которой при этом увеличивается.

Элементарный акт вынужденного излучения можно представить в следующем виде (рис. 6.1, в). Под действием падающего фотона с частотой, соответствующей переходу между уровнями, атом переходит из возбужденного в основное, испуская при этом дополнительный фотон, кроме падающего фотона. Замечательным свойством индуцированного излучения является то, что дополнительный фотон есть точная копия падающего, т.е. индуцированное излучение обладает той же частотой, фазой, направлением распространения и поляризацией, что и падающее излучение.

Равновесие между излучением и веществом может быть достигнуто в том случае, когда количество переходов в единицу времени из основного состояния в возбужденное N_{mn} станет равным количеству обратных переходов: индуцированных N_{nm}^u и спонтанных N_{nm}^c , т.е. $N_{mn} = N_{nm}^u + N_{nm}^c$. Количество переходов в единицу времени пропорционально вероятностям P переходов, умноженным на количество атомов, находящихся на верхнем N_n и нижнем N_m уровнях соответственно. Поэтому $P_{mn}N_m = P_{nm}^u N_n + P_{nm}^c N_n$. Вероятности индуцированных переходов пропорциональны плотности энергии электромагнитного поля падающего излучения с частотой ν (плотности энергии

равновесного излучения) $u_{\nu T}$, находящегося в термодинамическом равновесии с веществом при температуре T . Коэффициенты пропорциональности B называются *коэффициентами Эйнштейна для вынужденного излучения*, величина $P_{nm}^c = A_{nm}$ – *коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения*. Поэтому

$$B_{mn}u_{\nu T}N_m = B_{nm}u_{\nu T}N_n + P_{nm}^c N_n.$$

Из данного выражения при $g_m B_{mn} = g_n B_{nm}$ получим

$$u_{\nu T} = \frac{A_{nm}N_n}{B_{nm}\left(\frac{g_n}{g_m}N_m - N_n\right)} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}\frac{g_n N_m}{g_m N_n} - 1},$$

Подставив сюда выражение для отношения населенностей квантовых состояний $g_n N_m / g_m N_n$ из закона Больцмана (6.8), получим

$$u_{\nu T} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{1}{\exp\left(-\frac{W_m - W_n}{kT}\right) - 1} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Коэффициент A_{nm}/B_{nm} можно определить исходя из того, что при больших частотах это соотношение соответствует *формуле Вина*, при малых же частотах оно должна переходить в *формулу Релея–Джинса*. Из указанных сопоставлений получено, что

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3},$$

и плотность энергии равновесного излучения абсолютно черного тела:

$$u_{\nu T} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (6.9)$$

Между плотностью равновесного излучения $u_{\nu T}$ и испускательной способностью абсолютно черного тела $r_{\nu T}$ существует связь:

$$r_{\nu T} = \frac{c}{4}u_{\nu T}, \text{ следовательно, } r_{\nu T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (6.10)$$

Так как $dR = r_{\lambda T} d\lambda = r_{\nu T} d\nu$, то $r_{\lambda T} = \left| \frac{d\nu}{d\lambda} \right| r_{\nu T}$, т.е.

$$r_{\lambda T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}. \quad (6.11)$$

Это **закон (формула) Планка** для излучения абсолютно черного тела, который хорошо подтверждается экспериментальным распределением энергии в спектре абсолютно черного тела (рис. 6.2). Из него вытекают экспериментально установленные ранее законы Стефана-Больцмана и Вина:

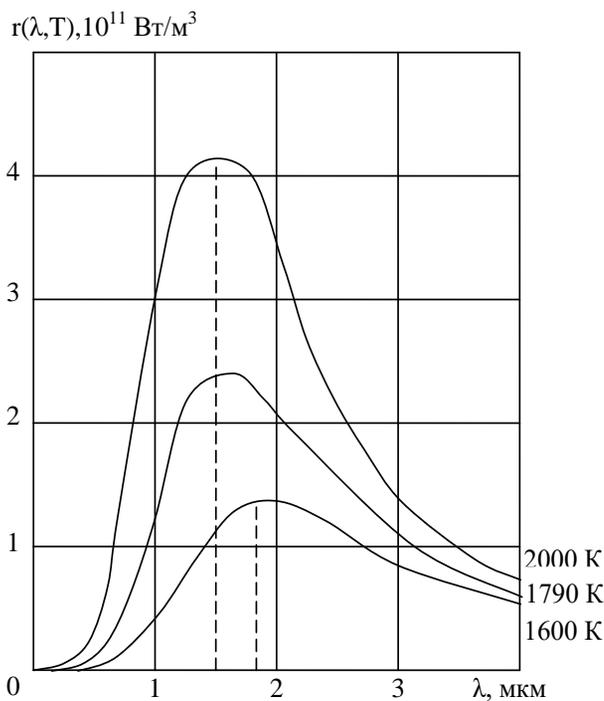


Рис. 6.2

1) светимость пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры:

$$R = \sigma T^4, \quad (6.12)$$

Это соотношение называется **законом Стефана–Больцмана**. Здесь $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$ – постоянная Стефана–Больцмана;

2) длина волны λ_m , на которую приходится максимум излучательной способности, обратно пропорциональна абсолютной температуре:

$$\lambda_m = b/T \text{ или } \lambda_m T = b. \quad (6.13)$$

Это соотношение носит название **закона смещения Вина** (первый закон Вина); $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина;

3) максимальное значение излучательной способности абсолютно черного тела возрастает прямо пропорционально пятой степени температуры:

$$r_{\lambda m} = b'T^5. \quad (6.14)$$

Это второй закон Вина, где $b' = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/(м}^3 \cdot \text{К}^5)$.

Покажем, например, что $R \sim T^4$:

$$R = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{-5}}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda,$$

введем новую переменную $x = hc/\lambda kT$, тогда

$$R = \frac{2\pi hc^2}{(hc/k)^4} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx, \text{ где интеграл } \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15} \approx 6,498.$$

Множитель, стоящий перед интегралом, выражается через постоянные величины, следовательно, $R \sim T^4$, коэффициент пропорциональности

$$\sigma = 6,498 \frac{2\pi hc^2}{(hc/k)^4} = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4,$$

т.е. $R = \sigma T^4$ – энергетическая светимость – зависит от абсолютной температуры и пропорциональна её четвертой степени. Аналогично можно подтвердить законы Вина.

6.2. Оптическая пирометрия. Пирометры

Бесконтактные методы измерения температуры тел, основанные на зависимости излучательной способности нагретых тел от их температуры, т.е. по их тепловому излучению, называют оптической пирометрией. Средства измерений температуры тел по тепловому излучению называют *пирометрами* излучения или просто пирометрами. Пирометры можно разделить на два основных типа: оптические и радиационные.

Оптические (наиболее известными из них являются яркостные пирометры с исчезающей нитью накаливания) применяются для измерения яркостной температуры в видимой области спектра. Принцип действия – сравнение яркости измеряемого излучения и излучения вольфрамовой нити эталонной лампы, близкого к излучению абсолютно черного тела. Уравнивание яркости достигается изменением яркости контрольного излучателя за счет изменения мощности нагревания его нити накаливания. Благоприятная для чувствительности глаза длина волны (0,65 мкм) в области видимой части спектра обеспечивается красным светофильтром. При уравнивании обеих яркостей верхняя часть нити накаливания исчезнет (перестанет быть видимой) на фоне изображения источника измеряемого излучения. Мощность нагревания нити накаливания является показателем яркостной температуры измеряемого объекта. Ее считывают по температурной шкале измерительного прибора. Диапазон измерений температуры для пирометров с исчезающей нитью накаливания – 400...5000 °С (в особых случаях до 10 000 °С).

Принципиальная схема визуального яркостного пирометра с исчезающей нитью представлена на рис. 6.3, где 1 – источник излучения; 2 – оптическая система (телескоп пирометра); 3 – эталонная лампа накаливания; 4 – фильтр с узкой полосой пропускания; 5 – объектив; 6 – реостат, которым регулируют ток накала (мощность) эталонной лампы; 7 – измерительный прибор.

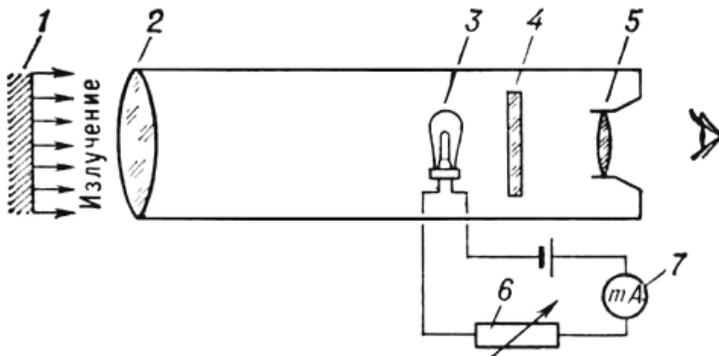


Рис. 6.3

Радиационные пирометры (ардометры) являются наиболее современными приборами для измерения температуры. Конструкция их аналогична конструкции оптического пирометра, но вместо лампочки устанавливается микротермопара. На ней с помощью оптической системы, состоящей из окуляра и объектива, фокусируют лучи от исследуемого тела-излучателя. Электродвижущая сила, возникающая в горячем спае термопары, регистрируется милливольтмером. Оценивают температуру посредством пересчитанного показателя мощности теплового излучения. Ардометры применяют для измерения температуры от 900 до 1800 °С.

6.3. Принцип работы лазера

В основе работы лазера лежит возможность создания неравновесной среды (активного вещества), т.е. такой среды, в которой распределение частиц по энергетическим состояниям противоречит равновесному распределению, подчиняющемуся закону Больцмана:

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right),$$

здесь N_1, N_2 – число частиц на уровнях с энергиями E_1 и E_2 соответственно; T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана. То есть частиц с большей энергией в среде должно быть всегда меньше. Неравновесное – обратное распределение частиц на энергетических уровнях (в энергетических состояниях) – называется инверсией населенностей между энергетическими уровнями, а среда – активной или

инверсной. Такая среда может быть создана только искусственно при помощи специальных устройств, называемых источниками накачки.

Источник накачки и активное вещество позволяют усилить электромагнитное излучение на частоте перехода между рабочими уровнями (рис. 6.4).

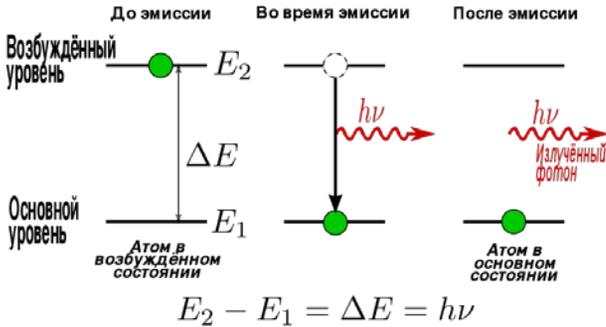


Рис. 6.4

Если активное вещество (усиливающую среду) поместить в резонатор, т.е. осуществить положительную обратную связь, то из усилителя мы получим генератор, в нашем случае квантовый генератор – лазер. Структурная схема такого лазера приведена на рис. 6.5.

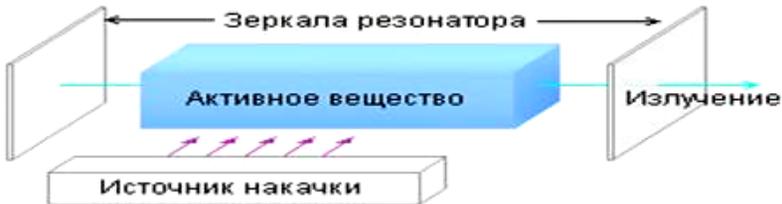


Рис. 6.5

В зависимости от способа возбуждения, состава активного вещества, конструкции лазера излучение генераторов может лежать в разных спектральных областях. Различие в энергии перехода между рабочими уровнями определяет частоту перехода, а следовательно, и спектральный диапазон. На рис. 6.6 изображены типовые схемы рабочих энергетических уровней лазеров.

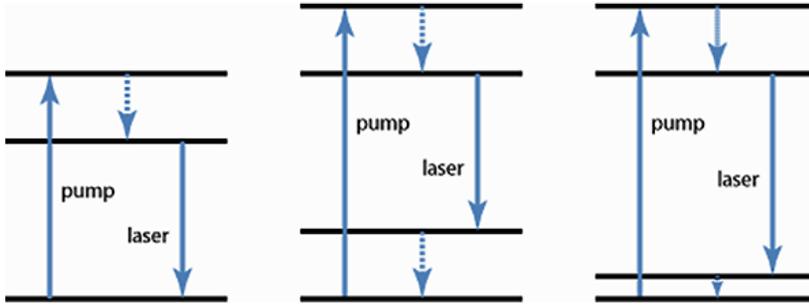


Рис. 6.6

Стрелка с надписью *pump* обозначает направление перехода частиц на более высокий энергетический уровень под действием накачки. Как правило, время нахождения частиц в этом энергетическом состоянии (на этом уровне) мало и частицы, практически сразу, совершают безызлучательный переход (пунктирная стрелка) на более низкий уровень. При этом между двумя последними уровнями образуется инверсия населенностей – образуется активное вещество. Обычно рабочие уровни всех лазеров можно свести к приведенным выше трех- и четырехуровневым схемам.

Излучение происходит при переходе частиц на нижний рабочий уровень и обозначено на рисунке стрелкой с надписью *laser*. Разница между энергиями уровней определяет частоту излучения: $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$, где h – постоянная Планка.

6.4. Световое давление

Взаимодействие света с веществом проявляется в световом давлении, оказываемом излучением на поверхности вещества. Пусть в единицу времени на единицу поверхности перпендикулярно к ней падают n фотонов, каждый с импульсом $p = h\nu/c = W/c$. Из них n_1 фотонов поглощаются телом, n_2 – отражаются, а $n_1 + n_2 = n$. Величина $n_2/n = p$ называется *коэффициентом отражения*. Импульс, сообщаемый поверхности тела при поглощении одного фотона, равен $h\nu/c$,

при отражении – $2hv/c$. Тогда импульс, сообщаемый в единицу времени единице поверхности, т.е. давление света на поверхность

$$P = n_1 \frac{hv}{c} + n_2 \cdot 2 \frac{hv}{c} = n \frac{hv}{c} (1 + p), \quad (6.15)$$

где $n \cdot hv = W_n$ – энергия, ежесекундно падающая на единичную поверхность, т.е. $P = \frac{W_n}{c} (1 + p)$. Для идеальной отражающей (зеркальной) поверхности $p = 1$, для идеальной поглощающей поверхности (абсолютно черного тела) $p = 0$.

6.5. Фотоэффект

Фотоэлектрическим эффектом называется испускание электронов веществом под действием света. Здесь рассматривается взаимодействие фотона с отдельными электронами (электронами проводимости в металле). По предположению Эйнштейна, энергия, полученная электроном, доставляется ему в виде кванта $h\nu$ и поглощается им целиком. Далее эта энергия расходуется на работу выхода A_B , а если электрон освобождается не с самой поверхности, а с некоторой глубины, то часть энергии W' может быть рассеяна вследствие случайных столкновений в веществе. Остаток энергии образует кинетическую энергию электрона, покинувшего вещество. Кинетическая энергия будет максимальна, если $W' = 0$. В этом случае для фотоэффекта выполняется соотношение

$$h\nu = A_B + \frac{m v_{\max}^2}{2}, \quad (6.16)$$

которое называется **формулой Эйнштейна**. Для возникновения фотоэффекта необходимо, чтобы $h\nu \geq A_B$ или $hc/\lambda \geq A_B$, т.е. должно быть $\nu \geq \nu_{\text{кр}} = A_B/h$ или $\lambda \leq \lambda_{\text{кр}} = hc/A_B$; здесь $\nu_{\text{кр}}$ или $\lambda_{\text{кр}}$ определяют красную границу фотоэффекта, т.е. наименьшую частоту или наибольшую длину волны света, облучение которым приводит к появлению фотоэффекта. Полученная на основании опытов Столетова вольт-амперная характеристика при возникновении фототока показана на рис. 6.7, из которого видно, что при некотором (не очень боль-

шом) напряжении ток достигает тока насыщения J_n , т.е. все электроны, испущенные катодом, достигают анода.

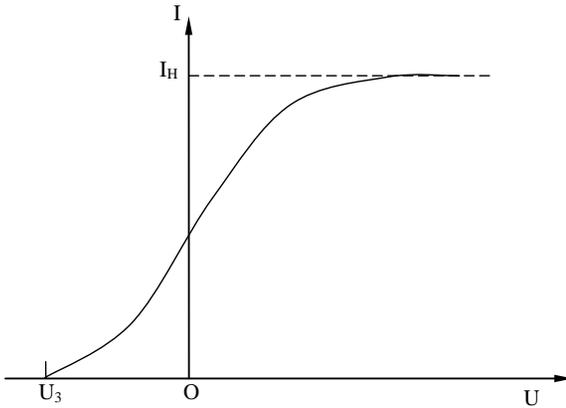


Рис. 6.7

Этот ток определяется количеством электронов, испускаемых катодом в единицу времени под действием света, он пропорционален падающему световому потоку Φ . Пологий ход кривой указывает на наличие электронов с разным скоростями. Даже при напряжении $U = 0$ существуют электроны, которые могут долетать до анода. Для обращения фототока в нуль нужно приложить задерживающее напряжение U_3 . При этом задерживаются даже самые быстрые электроны со скоростью v_{\max} . Энергия электрического поля eU_3 полностью компенсирует кинетическую энергию электрона: $eU_3 = mv_{\max}^2 / 2$. По задерживающей разности потенциалов можно найти v_{\max} фотоэлектронов. Рассмотренный выше фотоэффект является однофотонным. Многофотонные процессы можно наблюдать в лазерных лучах с высокой интенсивностью. Кроме того, рассмотренный фотоэффект является внешним. Внутренний фотоэффект наблюдается в диэлектриках и полупроводниках и заключается в обусловленном действием света перераспределении электронов по энергетическим уровням или вырывании электронов из атома.

6.6. Применение фотоэффекта

Фотодетекторы с внешним фотоэффектом. Принцип действия приборов этой группы основан на использовании внешнего фотоэффекта, при котором падающий на вещество свет вызывает эмиссию электронов. Эти электроны, называемые фотоэлектронами, увлекаются внешним электрическим полем и попадают на анод, вызывая появление тока (фототока). При этом роль катода играет чувствительный слой (фотокатод). Плотность фототока (по закону Столетова) пропорциональна мощности оптического излучения, поглощенного веществом (при неизменном спектральном составе излучения). При этом из квантовой теории следует, что максимальная энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна частоте излучения и не зависит от мощности светового потока, что аналитически выражает соотношение (6.16).

Таким образом, для каждого материала существует наименьшая частота излучения, при которой еще возникает эмиссия фотоэлектронов. Эта частота или соответствующая ей длина волны: $\lambda_0 = ch/A$, называется «красной границей», характеризующей длинноволновую границу чувствительности материала. Например, для чистых металлов «красная граница» расположена в ультрафиолетовой области спектра: никель – 0,246 мкм, серебро – 0,27 мкм. Для окислов металлов с примесью цезия «граница» смещается, например для $Ag\ CsO$ $\lambda_0 = 1,5$ мкм.

К простейшим приборам этой группы относится *вакуумный фотоэлемент*, выполненный в виде стеклянной колбы, на внутреннюю поверхность которой напылен чувствительный слой (катод), роль анода выполняет или кольцевой электрод, или центральная жила встроенного коаксиального кабеля. Величина прикладываемого к фотоэлементу напряжения – 300...400 В, коротковолновая граница определяется материалом колбы. Невысокая чувствительность прибора из-за отсутствия дополнительного усиления определяет область его использования в контрольно-измерительной аппаратуре.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Принцип действия ФЭУ состоит в том, что фотоэлектроны, эмитируемые катодом, под действием электрического поля поступают не на основной анод, а на промежуточные аноды (диноды), между которыми создается ускоряющее поле. Диноды являются эмиттерами вторичных электронов. В простейших ФЭУ напряжение на диноды подается от делителя напряжения, который делит рабочее напряжение равномерно между каскадами.

Для приема лазерного излучения, модулированного СВЧ-сигналом, применяют динамические и статические ФЭУ со скрещенными

полями (электрическим и магнитным) и ФЭУ бегущей волны. На указанных разновидностях ФЭУ здесь мы не будем останавливаться, так как они подробно описаны во многих публикациях.

Приборы с внешним фотоэффектом применяются для приема слабых оптических сигналов преимущественно в видимом и УФ-диапазонах длин волн. Спектральная чувствительность некоторых пространственных фотокатодов в зависимости от длины волны приведена на рис. 6.8.

Фотодетекторы с внутренним фотоэффектом. Полупроводниковые приемники излучения, действие которых основано на явлении фотопроводимости, называют *фоторезисторами*. Явление фотопроводимости заключается в изменении проводимости полупроводника под действием падающего на него оптического излучения. Фоторезистор подключают к источнику питания последовательно с нагрузочным резистором. Падение напряжения на нагрузке представляет собой полезный сигнал.

Различают три группы фоторезисторов: пленочные, монокристаллические и легированные примесями. К первой группе относят фоторезисторы на основе сульфида свинца (PbS), селенида и теллурида свинца (PbSe, PbTe). Вторую группу составляют фоторезисторы из антимонида индия (InSb), третью – фоторезисторы из германия (Ge), легированного различными примесями.

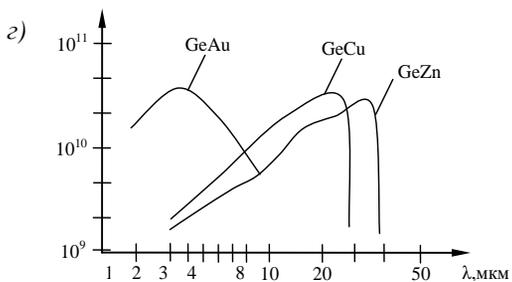
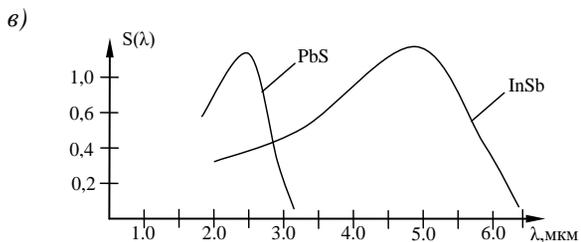
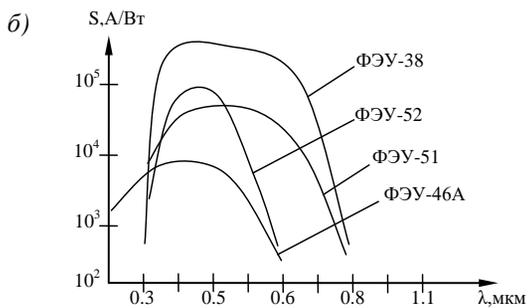
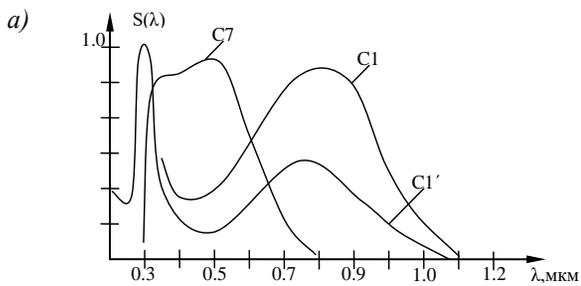


Рис. 6.8

Длинноволновая граница чувствительности фотосопротивлений определяется шириной запрещенной зоны ΔW :

$$\lambda_{\max} = \frac{ch}{\Delta W},$$

где λ_{\max} – наибольшая длина волны, обнаруживаемая приемником.

Так как у запрещенной зоны относительно малая ширина, уже при комнатной температуре (300 К) появляется большое число носителей заряда, что сильно снижает чувствительность фоторезисторов. Поэтому, как правило, применяют охлаждаемые приемники (при этом длинноволновая граница смещается в сторону длинных волн).

Приемники на фоторезисторах наиболее широко применяются в системах тепловидения и бытовой технике.

Спектральные характеристики рассмотренных групп фоторезисторов приведены на рис. 6.9 .

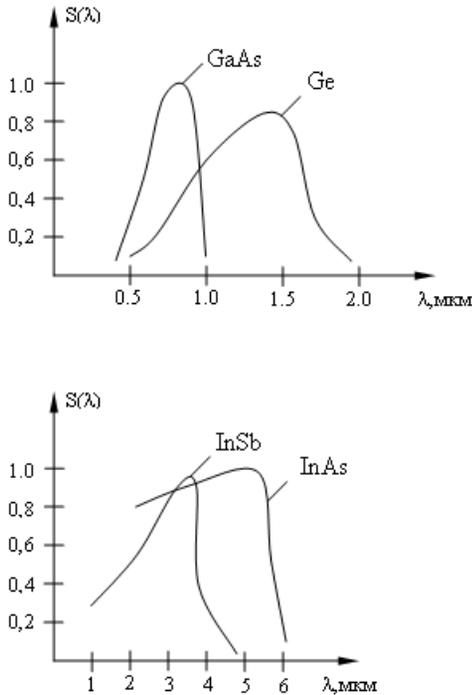


Рис. 6.9

Полупроводниковые приемники с p - n -переходом. Если на сформированный p - n -переход полупроводниковой структуры не подано внешнее напряжение и он не освещен, то потоки электронов и дырок через переход уравниваются друг друга и напряжение между контактами к p - и n -областям отсутствует. Приложение к системе внешнего напряжения или облучение ее излучением, спектр которого совпадает со спектром поглощения полупроводника, нарушает равновесие токов, текущих через переход. Этот факт положен в основу устройства приемников с p - n -переходом.

Используются два способа подключения указанных приемников: без внешнего источника питания – фотогальванический режим, когда на приемник подается внешнее запирающее напряжение – фотодиодный режим.

При фотогальваническом подключении приемник при облучении светом генерирует ЭДС, пропорциональную энергии падающего на него излучения. Приемники, работающие в фотодиодном режиме, называют *фотодиодами*. При облучении фотодиодов в полупроводнике возрастает количество неосновных носителей, что приводит к падению напряжения на нагрузочном резисторе.

По способу образования p - n -перехода различают три типа фотодиодов: точечные, полостные и поверхностно-барьерные. Например, точечный фотодиод выполняют в виде тонкой пластины монокристаллического германия с проводимостью p -типа, к которой присоединяют коллектор в виде пружинной вольфрамовой проволоки. При этом под острием коллектора образуются область с проводимостью n -типа (диаметром 1 мм) и p - n -переход.

Фотодиоды характеризуются хорошими спектральной и интегральной чувствительностями, обладают высоким КПД и малой инерционностью, параметры их стабильны во времени. Кроме обычных фотодиодов применяются лавинные, а также фотодиоды с n - p - n -переходом. Наиболее распространены германиевые, кремниевые и арсенид-галиевые фотодиоды.

Благодаря своим характеристикам фотодиоды широко применяются в качестве приемных устройств в линиях оптической связи, в лазерной локации и дальнометрии и других областях науки и техники.

6.7. Эффект Комптона

При фотоэлектрическом эффекте фотон «поглощается» электроном проводимости металла и отдает ему всю свою энергию. Однако

возможно и такое взаимодействие фотона с электроном, при котором существование фотона не прекращается, т.е. происходит его рассеяние на электроне и лишь часть энергии передается электрону. Такое явление может наблюдаться при облучении высокочастотным излучением (рентгеновским, γ -лучами) вещества, содержащего свободные или слабосвязанные электроны и прозрачного для данного вида излучения.

Оказывается, что рассеянное излучение содержит не только частоту падающей волны ν (или λ), но и меньшую частоту ν' (или большую длину волны λ'), причем разности $\nu - \nu'$ или $\lambda' - \lambda$ зависят только от угла, под которым производилось измерение, – угла рассеяния (ϑ):

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 0,02426(1 - \cos \vartheta) \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Для объяснения этого эффекта – **эффекта Комптона** – по фотонной теории предполагается, что рассеяние рентгеновского излучения есть результат упругого столкновения фотонов этого излучения с частицами вещества: электронами, протонами и т.п.

Пусть квант света с энергией $h\nu$ сталкивается с покоящимся электроном. В результате столкновения электрон приобретает энергию и импульс направленный под углом φ к направлению падающего кванта. При этом столкновении выполняются следующие законы:

1) **закон сохранения импульса:** $\vec{p} = \vec{p}' + \vec{p}_e$, где $\vec{p} = h\nu/c$ – импульс падающего фотона, $\vec{p}' = h\nu'/c$ – импульс рассеянного фотона, \vec{p}_e – импульс электрона отдачи (он может быть релятивистским, если скорость электрона близка к скорости света). Это взаимодействие отражено на векторной диаграмме (рис. 6.10);

2) **закон сохранения энергии:** $h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2$. Здесь $h\nu$ и $h\nu'$ – энергии падающего и рассеянного фотонов, а разница между полной энергией и энергией покоя электрона равна кинетической энергии электрона: $mc^2 - m_0c^2 = W_k$, m_0 – масса покоя электрона. Решая эти два уравнения с использованием связи между релятивистским импульсом и кинетической энергией $p_e = \sqrt{2m_0W_k \left(1 + \frac{W_k}{2m_0c^2}\right)}$ и

учитывая, что $\lambda = c/\nu$ и $\lambda' = c/\nu'$, получаем выражение для комптоновского изменения длины волны:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\vartheta), \quad (6.17)$$

где $h/m_0c = \lambda_c = 0,02426 \cdot 10^{-10}$ м – комптоновская длина волны для электрона.

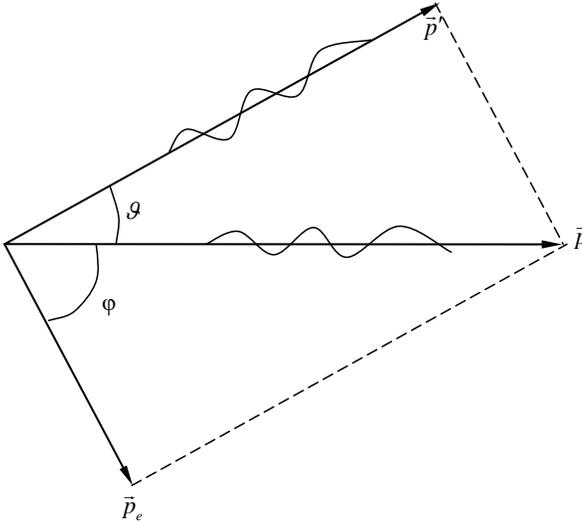


Рис. 6.10

Существование в рассеянном излучении фотонов с первоначальной частотой объясняется тем, что часть фотонов соударяется с сильно связанными электронами, находящимися внутри атомов. При таких столкновениях обмен энергией и импульсом происходит с атомом в целом. Так как масса атома значительно больше массы электрона, то, по закону упругого соударения, фотон передаст атому лишь незначительную часть своей энергии и почти не изменит свою частоту колебаний.

Библиографический список

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Физматлит, 2003, 2006.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. В 3 т. СПб., Лань, М., 2007.
3. Сивухин Р.В. Общий курс физики. В 5 т. М.: Физматлит, 2002–2005.
4. Шерклифф У. Поляризованный свет: пер. с англ. М.: Мир, 1965.
5. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. В 3 т. М.: Академия, 2003.
6. Методы решения задач по оптике / Под ред. Д.Л. Федорова; Балт. гос. техн. ун-т. СПб., 2008.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА	5
1.1. Законы геометрической оптики	5
1.2. Сферическая граница раздела сред	7
1.3. Тонкая линза	10
1.4. Реальные оптические системы	14
1.5. Оптические приборы	15
2. ИТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА	19
2.1. Распределение интенсивности интерферирующих волн	19
2.2. Когерентность	20
2.3. Опыты по наблюдению интерференции	23
2.4. Интерференция в тонких пленках	26
2.5. Интерферометры	29
3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА	33
3.1. Принцип Гюйгенса-Френеля	33
3.2. Зоны Френеля	34
3.3. Графическое вычисление результирующей амплитуды	38
3.4. Дифракция Френеля от простейших преград	39
3.5. Дифракция Фраунгофера от щели	45
3.6. Дифракция от круглого отверстия	51
3.7. Дифракционная решетка – спектральный прибор	52
3.8. Дифракция рентгеновских лучей	56
4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА	58
4.1. Виды поляризации света	58
4.2. Закон Малюса	60
4.3. Формулы Френеля и закон Брюстера	62
4.4. Двухлучепреломление в кристаллах	67
4.5. Фазовые пластинки и поляризаторы	72
4.6. Электрооптические эффекты	75
4.7. Вращение направления поляризации	78
5. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА	79
5.1. Нормальная и аномальная дисперсия	79
5.2. Поглощения и рассеяние света	83
5.3. Фазовая и групповая скорости распространения волн	84
6. КВАНТОВАЯ ОПТИКА	87
6.1. Излучение и поглощение света атомными системами. Фотоны. Тепловое излучение	87
6.2. Оптическая пирометрия. Пирометры	95
6.3. Принцип работы лазера	97
6.4. Световое давление	99
6.5. Фотоэффект	99
6.6. Применение фотоэффекта	101
6.7. Эффект Комптона	105
<i>Библиографический список</i>	<i>107</i>

*Лентовский Вадим Валентинович, Васильева Людмила Ивановна,
Федоров Дмитрий Леонидович*

Введение в оплотехнику

Редактор *Г.М. Звягина*

Корректор *Л.А. Петрова*

Компьютерная верстка: *Н.А. Андреева*

Подписано в печать 20.08.2020. Формат 60×84/16. Бумага документная.

Печать трафаретная. Усл. печ. л. 6,3. Тираж 200 экз. Заказ № 113

Балтийский государственный технический университет

Типография БГТУ

190005, С.-Петербург, 1-я Красноармейская ул., д. 1