МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Ж.В. Рыбакова, В.Г. Блинкова

ОБЩАЯ ФИЗИКА И НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ФИЗИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ

Часть 4. Оптика. Некоторые элементы атомной физики

Учебное пособие

Научный редактор
д-р физ.-мат. наук Б.Д. Белан

Томск
Издательский Дом Томского государственного университета
2020

УДК 530.1: 551.51 (075.8)
ББК 22.3: 26.23 (я 73)
Р93

Рецензенты:
канд. физ.-мат. наук *Е.В. Харюткина*,
канд. физ.-мат. наук *О.В. Раводина*

Рыбакова Ж.В., Блинкова В.Г.
Р93 Общая физика и некоторые аспекты физической метеорологии. Ч. 4: Оптика. Некоторые элементы атомной физики : учеб. пособие / науч. ред. Б.Д. Белан. – Томск : Издательский Дом Томского государственного университета, 2020. – 236 с.

ISBN 978-5-94621-902-0

Учебное пособие содержит основные разделы курса «Общая физика» для студентов, обучающихся по направлению «Гидрометеорология», и некоторые аспекты физической метеорологии. Проводится органическая связь упомянутых выше курсов.

Для студентов направления «Гидрометеорология», а также студентов смежных специальностей очной и заочной форм обучения.

УДК 530.1: 551.51 (075.8)
ББК 22.3: 26.23 (я73)

ISBN 978-5-94621-902-0

© Рыбакова Ж.В., Блинкова В.Г., 2020
© Томский государственный университет, 2020

ПРЕДИСЛОВИЕ

Разделы физики Оптика и Атомная физика достаточно сложны для восприятия студентов, не обучающихся на физических факультетах. Сложны, в первую очередь, потому, что студенты-метеорологи, например, не считают указанные разделы нужными для получения выбранной специальности.

К слову сказать, все разделы курса Общая физика необходимы для полного понимания процессов, протекающих в атмосфере. Другое дело, в силу небольшого количества часов, отведённых на данный курс, преподавателям, его ведущим, приходится либо сокращать какие-то разделы, либо излагать все разделы, но недостаточно глубоко. Авторы настоящего пособия постарались преодолеть сложившиеся трудности. Если какие-то разделы не были изложены в лекционной части курса, студенты могут обратиться к данному пособию и включить этот упущенный материал в свой актив для понимания процессов и явлений в атмосфере.

1. ПРИРОДА СВЕТА. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

Оптика как учение о свете первоначально возникла вследствие попытки ответить на вопрос, почему человек может видеть окружающие предметы. Некоторые древнерусские философы полагали, что рассматривание окружающих предметов глазом аналогично до некоторой степени ощупыванию их рукой (отсюда выражения «ощупать взглядом», «проникнуть взором» появились из этих соображений). Вместе с тем в той же Древней Греции было высказано мнение о том, что свет исходит от тел.

Некоторые тела при определённых условиях становятся источниками света, который, попадая в наш глаз, вызывает определённое зрительное ощущение. Другие тела становятся видимыми благодаря тому, что они поглощают свет или меняют направление его распространения (отражают, рассеивают). Таким образом, слово «свет» стало использоваться для обозначения того объективного, происходящего вне нас, явления, которое, воздействуя на глаз, вызывает субъективное зрительное ощущение.

В настоящее время слово «свет» в физике употребляется для обозначения широкой совокупности единых по своей природе объективных явлений, сводящихся к распространению коротких электромагнитных волн, независимо от того, способны ли они вызвать у человека субъективное зрительное ощущение или нет. Иными словами, в широком, чисто физическом смысле под словом «свет» понимается лучистая энергия любой области спектра, а в узком, субъективном, смысле слова – только видимая часть спектра.

Одним из основных свойств света является его прямолинейное распространение в однородном веществе. Само понятие о прямой линии, по-видимому, возникло из оптических наблюдений.

Прямолинейность распространения света вытекает из того факта, что при малом источнике света непрозрачные предметы отбрасывают резкие тени. Форма этих теней на экране соответствует форме геометрических проекций предметов. Однако, уже начиная с XVII в., были известны факты, указывающие на отклонения от прямолинейного распространения света. В частности, было замечено, что при прохождении света через очень узкие отверстия в непрозрачном экране за экраном наблюдаются чередующиеся светлые и тёмные полосы. В настоящее время эти явления получили названия интерференции и дифракции.

Вместе с тем во многих случаях свет с достаточной степенью точности можно считать распространяющимся прямолинейно. Прямолинейность распространения света наводила физиков на мысль о том, что свет представляет собой поток частиц, однако эту гипотезу было трудно согласовать с явлениями загибания света в область геометрической тени. В результате к концу XVII в. возникли две теории относительно природы света:

1) корпускулярная теория Ньютона, согласно которой свет представляет собой поток прямолинейно летящих частиц, испускаемых источником света;

2) волновая теория Гюйгенса, утверждающая, что свет – распространение волн в эфире; волновая теория представляет свет в виде механических упругих колебаний среды (эфира).

Лишь в XIX в. после открытия электромагнитных волн возникла электромагнитная теория света. Сегодня принято считать, что свет обладает одновременно и корпускулярными, и волновыми свойствами. Такой подход к природе света даёт возможность объяснить те проявления света, которые наблюдаются в реальности.

Рассмотрим законы отражения и преломления света. Эти законы характеризуют направление распространения света при отражении и при переходе света из одного прозрачного вещества в другое.

1. Закон отражения: отражённый луч *BC* (рис. 1.1) лежит в одной плоскости с падающим лучом *AB* и нормалью *BN*, восстановленной из точки падения, при этом он лежит по другую сторону от нормали относительно падающего луча; угол отражения α_1 численно равен углу падения α:

$$\alpha = \alpha_1. \tag{1.1}$$

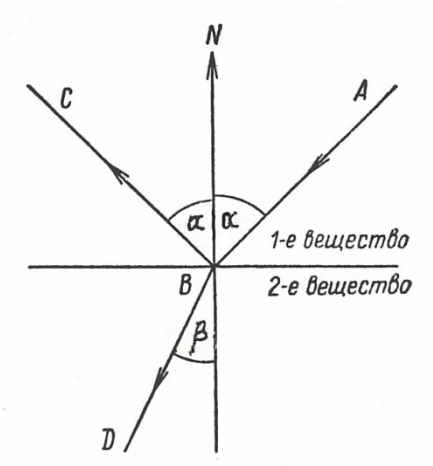


Рис. 1.1. Отражение и преломление лучей на границе двух прозрачных веществ

2) Закон преломления: преломлённый луч *BD* лежит в одной плоскости с падающим углом *AB* и нормалью *BN*, восстановленной из точки падения; отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления β есть величина постоянная для данной пары веществ:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{21}, \tag{1.2}$$

где n_{21} – относительный показатель преломления второго вещества по отношению к первому. Показатель преломления какого-

либо вещества по отношению к пустоте называется абсолютным показателем преломления данного вещества (n). Относительный показатель преломления двух веществ равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{1.3}$$

Тогда закон преломления света будет иметь вид

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1} \tag{1.4}$$

или

$$n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta. \tag{1.5}$$

Свет отражается от всякого тела, а не только от границы раздела прозрачных веществ. Полированные тела отражают свет с выполнением того же закона отражения, который имеет место при отражении в направлении угла α_1 ($\alpha_1 = \alpha$). Такое отражение называется зеркальным.

Интенсивность отражённого света от разных поверхностей может отличаться весьма значительно. Так, например, серебряное полированное зеркало может отражать до 96% падающего света, а чёрная полированная поверхность – менее 1% падающего света. Существует также диффузное отражение, при котором свет отражается более или менее равномерно во все стороны.

Поверхность, которая вполне равномерно рассеивает падающий свет во все стороны, называется абсолютно матовой. К свойствам такой поверхности близки, например, поверхности чертёжной бумаги, снега и т.п. Вместе с тем абсолютно зеркальных, как и абсолютно матовых, поверхностей не существует.

Рассмотрим явление полного внутреннего отражения. При прохождении света из вещества, оптически более плотного, в вещество, оптически менее плотное (например, из воды в воздух), пре-

ломлённый луч отходит от нормали (рис. 1.2). При этом существует такой угол падения $\alpha < \frac{\pi}{2}$, при котором угол преломления $\beta = \frac{\pi}{2}$, т.е. преломлённый луч становится скользящим (рис. 1.2). Этот определённый для каждой среды угол падения, при котором угол преломления становится равным $\frac{\pi}{2}$, называется углом полного внутреннего отражения.

При дальнейшем отклонении падающего луча от нормали (к границе раздела двух сред с разной оптической плотностью) может сложиться явление полного внутреннего отражения, при котором преломление отсутствует – свет возвращается в оптически более плотную среду, не проникая в оптически менее плотную среду.

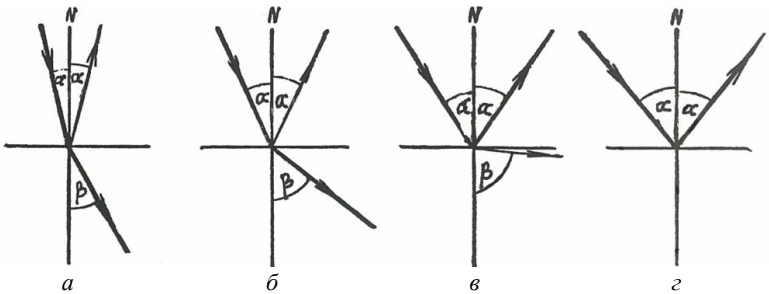


Рис. 1.2. Возникновение полного внутреннего отражения

Это связано с тем, что по мере приближения угла падения к значению $\alpha_{пред}$ интенсивность преломлённого луча падает, а интенсивность отражённого луча возрастает.

Из (1.5) следует, что при $\beta = \frac{\pi}{2}$

$$\sin \alpha_{пред} = \frac{n_2}{n_1}. \qquad (1.6)$$

Приведённое равенство выполняется лишь при условии $n_2 \leq n_1$, откуда следует, что полное внутреннее отражение возможно лишь

при прохождении света из вещества, оптически более плотного, в вещество, оптически менее плотное.

Законы отражения и преломления света, вытекающие из его прямолинейного распространения, могут быть объяснены с точки зрения волновой теории, в основе которой лежит принцип Гюйгенса.

Согласно принципу Гюйгенса, всякая точка, до которой дошёл волновой фронт, может рассматриваться как самостоятельный источник элементарных волн; новый фронт волны представляет собой огибающую линию всех возникших элементарных полусферических волн.

Пусть на границу раздела двух веществ с коэффициентами преломления n_1 и n_2 падает плоский волновой фронт AB (рис. 1.3). Согласно принципу Гюйгенса, все точки границы раздела, до которых доходит волновой фронт, становятся источниками новых сферических волн. Прежде всего, фронт волны на границе раздела достигает точки A. Пока второй край фронта (B) дойдёт до границы раздела в точке C, около точки A образуется полусферическая волна радиуса $AD = BC$, распространяющаяся обратно в первое вещество. Около промежуточных точек границы раздела возникнут полусферические волны меньшего радиуса. DC – плоскость, касательная к элементарным полусферическим волнам, которая определяет направление фронта отражённых волн.

Рассмотрим два прямоугольных треугольника – ABC и ADC. Они равны, так как имеют общую гипотенузу и равные катеты ($AD = BC$), поэтому:

$$\angle BAC = \angle DCA. \tag{1.7}$$

В (1.7) $\angle BAC = \angle\alpha$ как углы с взаимно перпендикулярными сторонами, а $\angle DCA = \angle\alpha_1$, также как углы с взаимно перпендикулярными сторонами. В результате

$$\alpha = \alpha_1. \tag{1.8}$$

(1.8) – закон отражения. Докажем теперь закон преломления на границе двух сред. С этой целью введём скорости распространения света в обоих веществах – v_1 и v_2.

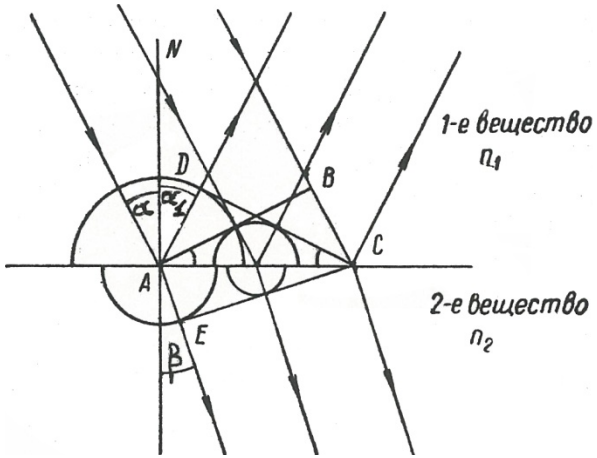


Рис. 1.3. Образование отражённых и преломлённых волн на границе двух прозрачных веществ

Пусть за то время, пока в первом веществе край фронта *B* распространялся от точки *B* до точки *C*, во втором веществе около точки *A* возникла элементарная полусферическая волна радиуса *AE* (рис. 1.3). Тогда касательная плоскость *EC* определит положение фронта преломлённых волн. Поскольку полусферические волны с радиусами *AD* и *AE* возникли за одно и то же время, указанные радиусы можно представить в виде

$$AD = v_1 t, \tag{1.9}$$

$$AE = v_2 t, \tag{1.10}$$

следовательно:

$$\frac{AD}{AE} = \frac{v_1}{v_2}, \tag{1.11}$$

$$\sin\angle ACE = \frac{AE}{AC}, \tag{1.12}$$

$$\sin\angle ACD = \frac{AD}{AC}. \tag{1.13}$$

Поделим почленно (1.13) на (1.12):

$$\frac{\sin\angle ACD}{\sin\angle ACE} = \frac{AD}{AE}, \tag{1.14}$$

$$\frac{\sin\angle ACD}{\sin\angle ACE} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}. \tag{1.15}$$

Поскольку $\frac{v_1}{v_2}$ для данной пары веществ – величина постоянная, то соотношение (1.15) выражает закон преломления. Сравнивая (1.15) с обычным видом закона преломления (1.4), получим:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} \tag{1.16}$$

Иными словами, показатели преломления двух веществ обратно пропорциональны скоростям распространения в них света.

В вакууме $n = 1$, поэтому для вакуума будем считать, что $n_1 = 1$, $v_1 = c$, где c – скорость света в вакууме, а $v_2 = v$, поэтому

$$n = \frac{c}{v}, \tag{1.17}$$

$$v = \frac{c}{n}. \tag{1.18}$$

Для прозрачных веществ $n > 1$, т.е. $v < c$. Итак, скорость света в веществе меньше скорости света в вакууме.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Интерференцией света называется сложение световых пучков, ведущее к образованию светлых и тёмных полос. Существует закон независимости распространения световых пучков, означающий, что, встречаясь, световые пучки не воздействуют друг на друга. Этим объясняется тот факт, что несколько зрителей могут одновременно видеть через одно и то же отверстие различные предметы. Гюйгенс отмечал, что данный вывод нетрудно понять с точки зрения волновых представлений. Он является следствием принципа суперпозиции, в силу которого световой вектор одной световой волны просто складывается с вектором другой волны, не испытывая никакого искажения.

Интерференцию волн проще проследить на поверхности водной среды, в воздушной среде это явление проследить тоже возможно, о чём речь пойдёт в соответствующей главе. Вместе с тем обычные экспериментальные факты кажутся, на первый взгляд, противоречащими волновым представлениям:

1) в силу принципа суперпозиции при сложении векторов амплитуд отдельных волн может получиться волна, амплитуда которой равна, например, сумме амплитуд складывающихся волн ($A = a_1 + a_2$). Вместе с тем поскольку интенсивность волны (I) пропорциональна квадрату амплитуды (A), то интенсивность результирующей волны не будет, вообще говоря, равна сумме интенсивностей слагаемых волн:

$$I \neq I_1 + I_2, \tag{2.1}$$

поскольку $(a_1 + a_2)^2 \neq a_1^2 + a_2^2$, ведь $(a_1 + a_2)^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2$;

2) вместе с тем обычный опыт показывает, что освещённость, создаваемая двумя световыми пучками, равна сумме освещённостей, создаваемых отдельными пучками, т.е., вроде бы, $I = I_1 + I_2$.

Рассмотрим подробнее это противоречие. Мы знаем, что при сложении двух гармонических колебаний одного периода и одинакового направления:

$$x_1 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \tag{2.2}$$

$$x_2 = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2), \tag{2.3}$$

получается гармоническое колебание того же периода:

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega t + \alpha), \tag{2.4}$$

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \tag{2.5}$$

где $2a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ – интерференционный член.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}, \tag{2.6}$$

т.е. $A \neq a_1 + a_2$; $I \neq I_1 + I_2$, о чём указывалось выше. Результат сложения зависит от разности фаз $(\varphi_1 - \varphi_2)$ исходных колебаний и может иметь любое значение в пределах от $A^2 = (a_1 - a_2)^2$ при $\Delta\varphi = \pi$ до $A^2 = (a_1 + a_2)^2$ при $\Delta\varphi = 0$.

На практике мы никогда не имеем дело со строго гармоническими колебаниями, т.е. длящимися бесконечно долго, причём с неизменной амплитудой. Обычно колебания время от времени обрываются и возникают вновь, но уже с иной, нерегулярно изменённой фазой. Понятно, что при этом и результирующая интенсивность (I), пропорциональная квадрату амплитуды (A), тоже меняется с течением времени. Однако результирующая интенсивность меняется слишком быстро, чтобы наш глаз смог заметить это изменение. По указанной причине мы будем регистрировать лишь среднее во времени значение интенсивности ($\bar{I}$), т.е. некоторую постоянную среднюю интенсивность $\bar{I}$, пропорциональную $\overline{A^2}$, но

$$\overline{A^2} = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \overline{\cos \Delta\varphi}. \tag{2.7}$$

Здесь следует различать два случая:

1) $\Delta\varphi = \text{const}$ в течение времени наблюдения, т.е. колебания являются гармоническими, тогда $\overline{\cos\Delta\varphi} \neq 0$; $I \neq I_1 + I_2$, так как $\overline{A^2} = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos\Delta\varphi$;

2) при случайных обрывах и возобновлении колебаний разность фаз меняется беспорядочно, при этом, как было показано в механике:

$$\overline{\cos\Delta\varphi} = 0, \tag{2.8}$$

т.е. $\overline{A^2} = a_1^2 + a_2^2$, следовательно, $I = I_1 + I_2$.

В первом случае, когда разность фаз постоянна за время наблюдений, колебания называются когерентными. Итак, при когерентных колебаниях отмечаются: 1) одинаковое направление; 2) одинаковый период; 3) постоянная разность фаз. В результате сложения таких колебаний на экране получается интерференционная картина – чередование тёмных и светлых полос. Во втором случае колебания называются некогерентными. При их сложении получается простое суммирование интенсивностей, т.е. интерференция места не имеет.

Строго гармонические колебания имеют одинаковые частоты и всегда когерентны между собой – поскольку они длятся, не обрываясь, имеющаяся у них разность фаз сохраняется без изменений сколь угодно долгое время. В результате при сложении таких гармонических колебаний всегда имеется интерференция.

Если же складывается большое число гармонических колебаний одинаковой частоты, но с произвольными фазами, то результат будет зависеть от закона распределения фаз.

Обычно изменения фаз являются вполне случайными, чему соответствует закон распределения случайных величин. В результате средняя энергия суммы таких колебаний за время, охватывающее достаточно большое число изменений фаз, как показал опыт, равна $N\mathrm{a}^2$, т.е. имеет место сложение интенсивностей.

Именно так происходит, например, в случаях реальных источников света. Можно сказать, что два одинаковых реальных источника света дадут вдвое большую освещённость, чем один источник.

Все реальные источники света, кроме лазеров, некогерентны – они излучают немонохроматический свет. Действительно, эти источники состоят из огромного числа излучающих атомов. Атомы излучают свет с различными начальными фазами. Процесс же излучения длится очень короткое время, а затем излучение может произойти с другой начальной фазой и т.д. По этой причине излучение даже двух отдельных атомов непригодно для получения когерентных источников.

Вместе с тем можно искусственно создать когерентные источники. Для этого необходимо путём отражения или преломления расчленить на два потока излучение, испускаемое точечным источником света, после чего эти потоки пройдут различные пути d_1 и d_2, и затем заставить их встретиться. Таким образом, мы заставим встретиться волны, вышедшие из одного и того же источника (атома), но в разное время. Важно, что запоздание одной волны относительно другой окажется таким малым, что когерентность будет иметь место (обе группы волн принадлежат к одному акту испускания атома).

Рассмотрим теперь получение интерференции от когерентных источников в опыте Юнга (рис. 2.1). На рис. 2.1, A – малое отверстие в непрозрачном экране, освещаемом интенсивным источником. По принципу Гюйгенса оно становится новым источником полусферических волн, которые в свою очередь падают на два следующих малых отверстия B_1 и B_2. Эти отверстия B_1 и B_2 тоже становятся источниками волн, перекрывающих друг друга в области D. Так как колебания в отверстиях B_1 и B_2 вызываются одной и той же падающей на них волной, то они совершаются в одинаковой фазе, с одинаковыми частотами и амплитудами, т.е. являются когерентными.

Волны, исходящие из точек B_1 и B_2, сходятся в каждой точке области D с разностью хода $\Delta = d_1 - d_2$, определяемой пройденными ими путями. В зависимости от этой разности хода они усиливают или ослабляют друг друга. В результате наблюдается чередование светлых и тёмных полос.

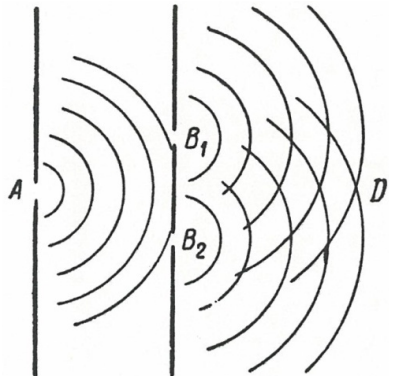


Рис. 2.1. Схема опыта Юнга

Из разделов Механики мы уже знаем условия максимумов и минимумов при интерференции волн:

$$\Delta = \pm k\lambda = \pm 2k\frac{\lambda}{2}, \tag{2.9}$$

$$\Delta = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}, \tag{2.10}$$

где Δ – разность хода лучей, k = 1,2,3,.., (2.9) – условие максимума, (2.10) – условие минимума.

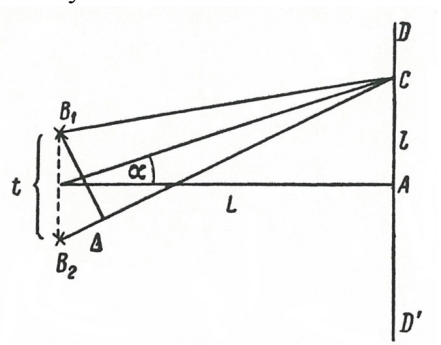


Рис. 2.2. К расчёту разности хода лучей B_1C и B_2C

Пусть точечные источники волн B_1 и B_2 расположены друг от друга на расстоянии t. Пусть также колебания в точках B_1 и B_2 совершаются в одной фазе (рис. 2.2). Будем наблюдать интерференцию на экране DD'. Определим разность хода Δ, с которой волны от точек B_1 и B_2 приходят в точку C. Поскольку $t \ll L$ и $l \ll L$, справедливы соотношения:

$$\frac{\Delta}{t} = \frac{l}{L}, \tag{2.11}$$

$$\Delta = \frac{l}{L} t. \tag{2.12}$$

Тогда условия максимума, т.е. светлая полоса (2.13), и минимума, т.е. тёмная полоса (2.14), будут иметь вид:

$$\Delta = \frac{l}{L} t = \pm k\lambda, \tag{2.13}$$

$$\Delta = \frac{l}{L} t = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}. \tag{2.14}$$

Таким образом, светлые полосы располагаются на расстояниях (считая от середины экрана A), равных

$$l = \pm k \frac{\lambda}{t} L, \tag{2.15}$$

где $k = 0, 1, 2, 3,..$

Тёмные полосы расположены между светлыми. Расстояние между соседними светлыми полосами (Δl) составляет

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L. \tag{2.16}$$

Положение светлых полос определяется значением угла:

$$\alpha = \frac{l}{L} = k\frac{\lambda}{t}. \qquad (2.17)$$

Угловое расстояние между соседними светлыми (или тёмными) полосами $\Delta\alpha$ равно

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{t}. \qquad (2.18)$$

Чтобы угловое расстояние между полосами было заметное, следует брать малое расстояние между источниками B_1 и B_2 (порядка десятых долей миллиметров). Длина световых волн λ – величина очень малая, составляющая значение примерно $\sim 5 \times 10^{-5}$ см, что равно 0,5 мкм. Длины волн видимого света заключены в пределах λ = = 0,40 ÷ 0,76 мкм (4000 ÷ 7600 Å) в вакууме, в веществе $\lambda = \frac{v}{\nu}$; $v = \frac{c}{n}$.

$$1\ \text{Å} = 10^{-8}\ \text{см} = 10^{-4}\ \text{мкм};\ 1\text{мкм} = 10^{4}\ \text{Å}\ .$$

При наблюдении интерференционной картины в белом свете все полосы, кроме центральной полосы (при k = 0), окрашены, причём число наблюдаемых полос невелико. При наблюдении в свете какого-либо определённого цвета полосы имеют тот же цвет и могут быть в значительно большем количестве. При этом в случаях наблюдения в красном цвете полосы располагаются на больших угловых расстояниях $\Delta\alpha$ друг от друга, чем при наблюдениях в синем цвете.

Свет различного цвета отличается друг от друга длиной волны: красные лучи имеют большую, а синие – меньшую длину волны. Белый свет представляет собой смесь волн различных длин, т.е. лучей различных цветов. Лучи с длинами волн более 0,76 мкм – инфракрасные лучи, а с длинами волн менее 0,40 – ультрафиолетовые лучи.

Человеческий глаз не воспринимает как инфракрасные, так и ультрафиолетовые лучи. Свет какой-либо одной определённой длины волны называется монохроматическим.

При белом свете полосы различных цветов при больших k перекрываются и дают равномерное освещение. Этим объясняется тот факт, что в белом свете число наблюдаемых интерференционных полос ограничено.

Существует несколько методов наблюдения интерференции света. Назовём некоторые из них:

1. Зеркала Френеля (рис. 2.3), где A_1 и A_2 – зеркала, φ – малый угол (порядка нескольких минут), DD' – экран наблюдения, B_1 и B_2 – мнимые источники, являющиеся когерентными.

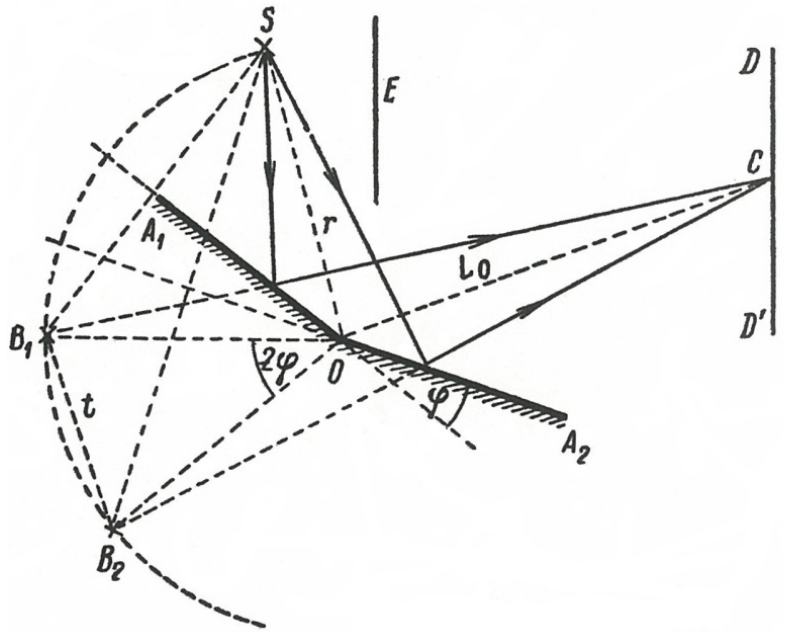


Рис. 2.3. Зеркала Френеля

2. Бипризма Френеля (рис. 2.4), где S' и S'' – мнимые источники.

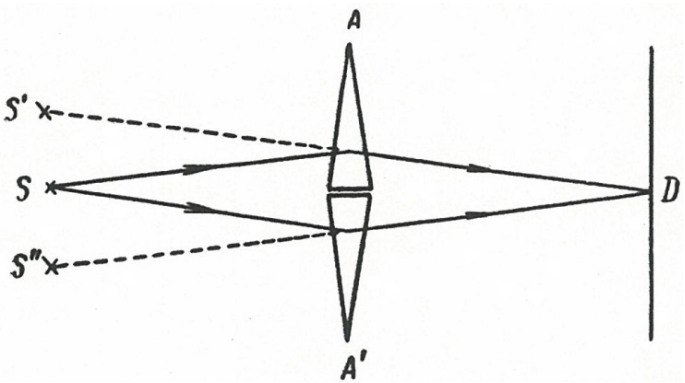


Рис. 2.4. Бипризма Френеля

3. Зеркало Ллойда (рис. 2.5).

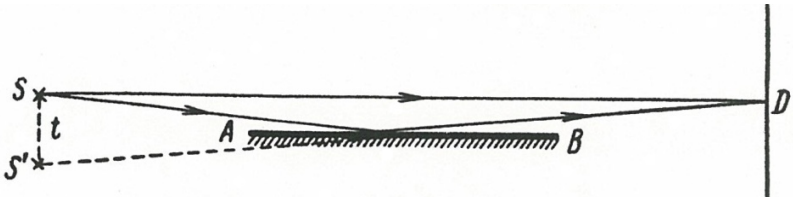


Рис. 2.5. Зеркало Ллойда

2.1. Интерференция при отражении от прозрачной пластины

В рассмотренных ранее примерах источники света должны быть точечными. Только в этом случае можно получить отчётливую картину интерференции, причём при любом положении экрана. Интерференционные полосы при этом не имеют определённой области локализации и могут считаться нелокализованными.

Однако при явлениях интерференции, наблюдаемых в естественных условиях, нам приходится иметь дело с протяжёнными источниками, когда источником света служит участок неба, т.е. рассеянный дневной свет.

Наиболее часто указанный случай наблюдается при освещении тонких прозрачных плёнок, при этом когерентные источники получаются в результате расщепления световой волны вследствие отражения света от передней и задней стенки плёнки. При этом могут наблюдаться два случая:

1) интерференция параллельных пучков, возникающих при отражениях от поверхностей плоскопараллельной пластины, когда возникают полосы равного наклона;

2) интерференция пучков, возникающих при отражениях от поверхностей пластины, толщина которой меняется от места к месту, когда возникают полосы равной толщины.

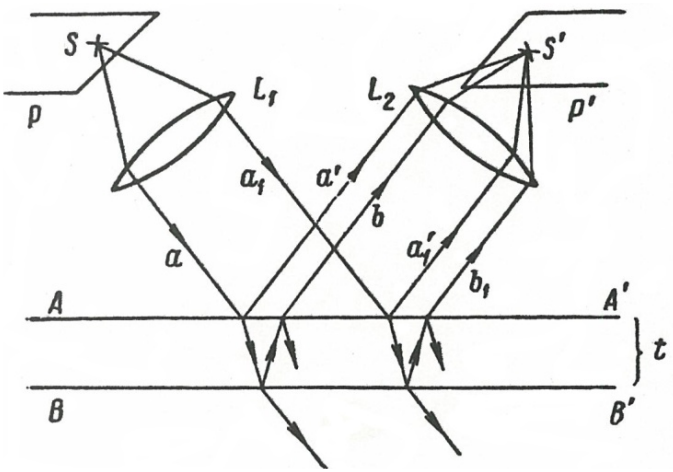


Рис. 2.6. Интерференция пучков при отражении от плоскопараллельной пластины

Интерференционные полосы равного наклона изображены на рис. 2.6. Пусть мы имеем плоскопараллельную пластину толщиной t. Пусть от точечного источника света S с помощью линзы L_1 получается параллельный пучок лучей aa_1. Этот пучок частично пройдёт через прозрачную пластинку и частично от неё отразится. В результате возникнут два отражённых пучка: $a'a_1'$ – при отражении от верхней грани и bb_1 – при отражении от нижней грани с определённой разностью хода.

Эти пучки соберутся в точке S' главной фокальной плоскости линзы L_2. Рассмотрим результаты их интерференции в этой точке. В зависимости от разности хода колебания обоих пучков в определённой мере усилят или ослабят друг друга.

Подсчитаем разность хода. Для этого выделим из общего пучка отдельный луч a (рис. 2.7).

$$\Delta = (AB + BC)n - \left(AE + \frac{1}{2}\lambda\right), \tag{2.19}$$

где $(AB + BC)n$ – оптическая длина пути (путь, пройденный лучом b); $\frac{1}{2}\lambda$ – добавочная разность хода, представляющая собой потерю полволны при отражении от более плотной среды (путь, пройденный лучом a').

В (2.19):

$$AB = BC = \frac{t}{\cos\beta}, \tag{2.20}$$

$$AE = AC\sin\alpha = 2t \cdot \operatorname{tg}\beta\sin\alpha = 2tn\frac{\sin^2\beta}{\cos\beta}, \tag{2.21}$$

так как $\sin\alpha = n\sin\beta$; $\operatorname{tg}\beta = \frac{\frac{AC}{2}}{t}$; $AC = 2t\operatorname{tg}\beta$.

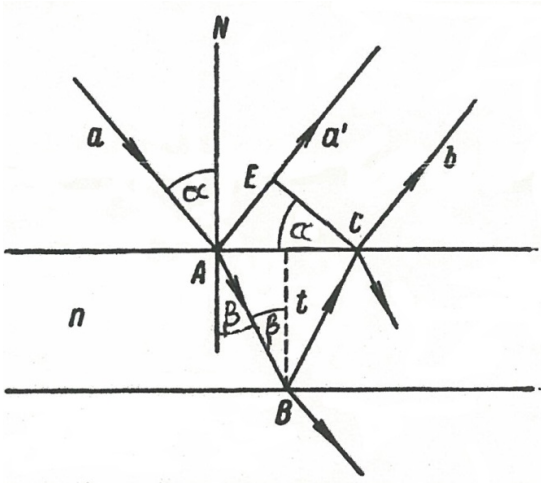


Рис. 2.7. К расчёту разности хода между лучами, отражёнными от плоскопараллельной пластины

В результате

$$\Delta = 2tn\frac{(1-\sin^2\beta)}{\cos\beta} - \frac{1}{2}\lambda = 2tn\cos\beta - \frac{1}{2}\lambda. \qquad (2.22)$$

Преобразуем полученное выражение (2.22), используя известную формулу, для угла падения:

$$\cos\beta = \sqrt{1-\sin^2\beta} = \sqrt{1-\frac{1}{n^2}\sin^2\alpha}, \qquad (2.23)$$

$$\Delta = 2t\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} - \frac{1}{2}\lambda. \qquad (2.24)$$

При $\Delta = k\lambda$ в точке S' наблюдается максимум, а при $\Delta = 2k+1)\frac{\lambda}{2}$ в той же точке S' наблюдается минимум, k – порядок интерференции.

Если вместо источника *S* взять протяжённый участок, то получатся полосы (рис. 2.8). Каждая полоса соответствует постоянному значению угла α, т.е. равному наклону лучей по отношению к нормали *AN*. Отсюда и название – интерференционные полосы равного наклона. Они возникают в главной фокальной плоскости линзы L_2, и для их наблюдения требуется широкий источник света (в виде участка светящейся поверхности *P*).

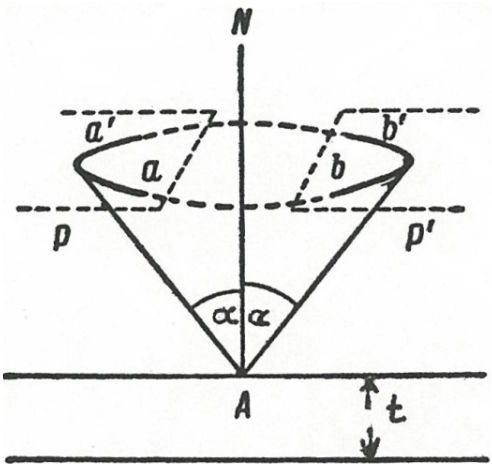


Рис. 2.8. Возникновение кривых (полос) равного наклона

Рассмотренная картина возникает в монохроматическом свете. Если же свет не монохроматический, то при данном угле падения α возникнут максимумы для всех длин волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \ldots, \lambda_n$, удовлетворяющих условию:

$$\Delta = k\lambda_1 = (k+1)\lambda_2 = (k+2)\lambda_3 = \ldots = (k+(n-1))\lambda_n. \quad (2.25)$$

В результате произойдёт наложение полос разных длин волн. При этом чем толще пластина, тем теснее расположены полосы и тем сильнее выражено наложение.

Для очень тонкой пластины полосы видны даже при освещении белым светом, в этом случае они окрашены.

Поскольку полосы равного наклона наблюдаются в главной фокальной плоскости линзы L_2, т.е. линза сфокусирована на ∞, то говорят, что они локализованы в бесконечности. Чтобы увидеть эти полосы, нужно смотреть сквозь пластинку вдаль и пользоваться широким источником света.

Рассмотрим теперь случай возникновения полос равной толщины (рис. 2.9). Пусть имеется прозрачная пластина, поверхности которой не параллельны друг другу. При этом возникнут лучи, отражённые от обеих поверхностей.

Луч a', образованный после отражения луча a от поверхности BB' и двукратного преломления, и луч b', образованный после падения луча b в точку C и его отражения, пройдя через линзу L, вновь пересекутся в точке C'. Точка C' является изображением точки C.

Поскольку оба упомянутых луча возникли от одного и того же источника S, то они когерентны и будут интерферировать. В зависимости от того, будет ли разность хода Δ между лучами a' и b' равна чётному или нечётному числу полуволн, в точке C' возникнет максимум или минимум.

Если угол, составленный поверхностями AA' и BB', мал, а источник света S расположен далеко от пластины, то разность хода Δ может быть приближённо выражена формулой (2.24). При этом лучи падают на пластину примерно под одинаковым углом, поэтому разность хода Δ меняется лишь с толщиной пластины t.

Максимумы и минимумы будут соответствовать всей совокупности точек, лежащих на поверхности пластины AA' в местах одинаковой толщины пластины. Иными словами, в данном случае образуются интерференционные полосы равной толщины. Они наблюдаются в фокальной плоскости линзы L, сопряжённой с поверхностью пластины AA', т.е. линза должна быть сфокусирована на поверхность пластины AA'.

Таким образом, интерференционные полосы равной толщины локализованы на поверхности отражающей пластины, в данном

случае пластины AA'. Чтобы их увидеть, нужно смотреть прямо на поверхность пластины.

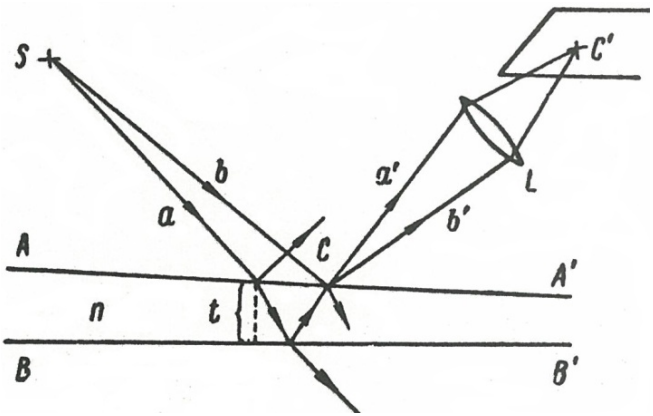


Рис. 2.9. Интерференция пучков при отражении от пластины с непараллельными поверхностями

Полосы равной толщины можно наблюдать и без линзы. В этом случае роль линзы играет хрусталик глаза. При этом глаз должен быть сфокусирован на поверхность пластины.

В случае немонохроматического света полосы, соответствующие разным длинам волн, перекрываются так же, как и в случае полос равного наклона.

В очень тонких плёнках полосы могут наблюдаться и в белом свете. При этом возникают цветные полосы. В разных местах пластинки будет наблюдаться разная окраска, зависящая от того, для какой длины волны создаётся максимум при данной толщине пластинки, т.е. в данном месте.

Пусть тонкая плёнка имеет на одном участке постоянную толщину t_1, а на другом участке – постоянную толщину t_2. Тогда на всём первом участке при постоянном угле падения α плёнка будет давать разность хода Δ_1, а на втором участке – разность хода Δ_2.

Понятно, что при освещении белым светом обе части пластинки дадут максимум для лучей разных длин волн и будут поэтому казаться по-разному окрашенными. Такая окрашенность, вызванная интерференцией отражённых лучей, носит название цветов тонких пластинок.

Очевидно, что с изменением угла падения α меняется разность хода, а следовательно, и цвет пластинки.

Цвета тонких пластинок легко наблюдаются на мыльных пузырях, на тончайших плёнках масла, нефти, плавающих на поверхности воды, на плёнках прозрачных окислов, нередко присутствующих на поверхностях старых стёкол или на металлах (цвета побежалости) и т.д. Рис. 2.10 демонстрирует создание цвета тонких пластинок.

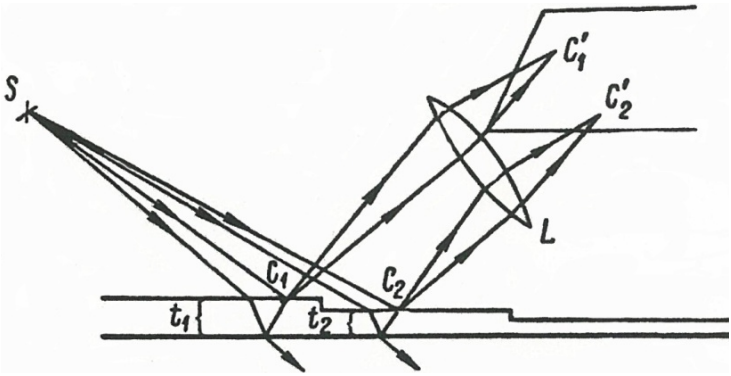


Рис. 2.10. Возникновение цветов тонких пластин

В случае клина на его поверхности возникают полосы, параллельные ребру клина. В различных же случаях может получаться весьма причудливая картина.

2.2. Кольца Ньютона

Классическим примером полос равной толщины являются кольца Ньютона. Они представляют собой случай интерференции в тонком воздушном слое между выпуклой поверхностью линзы малой кривизны и плоской поверхностью пластинки, когда эта линза соприкасается в некоторой точке с пластинкой (рис. 2.11). Пусть на эту систему (приблизительно нормально к поверхности пластины) падает пучок монохроматического света. Тогда световые волны, отражённые от верхней и нижней границ воздушной прослойки, будут интерферировать между собой. Опишем получившуюся картину. В точке соприкосновения наблюдается чёрное пятно, окружённое рядом концентрических светлых и чёрных колец убывающей ширины. Чёрное пятно в центре возникает за счёт «потери полуволны» при отражении.

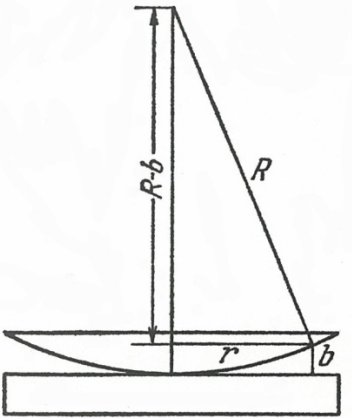


Рис. 2.11. К рассмотрению колец Ньютона

Если заполнить пространство между линзой (n_1) и пластинкой (n_3) некоторым веществом (n_2), то получим светлое пятно в центре при условии, когда соотношение между показателями преломления:

$$n_3 > n_2 > n_1.$$

Найдём теперь радиусы колец Ньютона, получающихся при падении света по нормали к пластинке.

$$\alpha = 0; \sin\alpha = 0; n \cong 1 \text{ (в зазоре воздух)}.$$

Согласно рис. 2.11:

$$R^2 = (R - b)^2 + r^2 \approx R^2 + b^2 - 2Rb + r^2. \qquad (2.26)$$

Поскольку b является малой величиной, то

$$b = \frac{r^2}{2R}, \qquad (2.27)$$

$$\Delta = 2b + \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}, \qquad (2.28)$$

где значение $2b$ связано с тем, что луч проходит дважды – в одну сторону и обратно; $\frac{\lambda}{2}$ – это потеря полволны при отражении от нижней поверхности пластинки.

Как указывалось выше, условия максимума и минимума имеют вид 2.29 и 2.30:

$$\Delta = k\lambda = 2k\frac{\lambda}{2}, \qquad (2.29)$$

$$\Delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}. \qquad (2.30)$$

Объединив (2.29) и (2.30) в одно выражение, получим:

$$\Delta = m\frac{\lambda}{2}. \qquad (2.31)$$

В (2.31) условие максимума выполняется при чётном значении m, т.е. при $m = 2k$, а условие минимума – при нечётном m, т.е. при

$m = 2k + 1$. Подставим в (2.31) выражение для Δ из (2.28) и разрешим его относительно *r*:

$$\frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = m\frac{\lambda}{2}, \tag{2.32}$$

откуда:

$$\mathrm{r} = \sqrt{\mathrm{R}(\mathrm{m} - 1)\frac{\lambda}{2}} \tag{2.33}$$

В (2.33) радиусы светлых колец соответствуют чётным значениям m, а радиусы тёмных колец – нечётным m.

Из (2.33) следует, что при m = 1 получается r = 0, т.е. в центре образуется тёмное пятно.

3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Характерным свойством любых распространяющихся волн является их способность огибать различные преграды, т.е. давать дифракцию.

Внимательное изучение распределения освещённости на границе между светом и тенью от предметов различной формы уже давно привело учёных к представлению о возможности «огибания» препятствий световыми волнами. Дифракция – это и есть явление огибания волной препятствия, размер которого сравним с длиной падающей волны (лат. diffractus – разломанный, переломанный).

Впервые на эти явления обратил внимание ещё гениальный художник и естествоиспытатель Леонардо да Винчи (1452–1519 гг.). Вместе с тем первые качественные объяснения этого явления были даны английским физиком Томасом Юнгом и французским физиком Огюстом Жаном Френелем в начале XIX в.

Дифракция – совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики, которые базируются на принципах прямолинейного распространения света. Дифракция – это изменение направления распространения волны (кстати, не только световой волны, но и, например, звуковой) при прохождении сквозь небольшие узкие отверстия или при огибании небольших препятствий.

Объяснить дифракцию стало возможным с помощью принципа Гюйгенса – Френеля. По этому принципу каждая точка волновой поверхности является вторичным точечным источником когерентных волн, а интенсивность волн в точке наблюдения определяется суперпозицией вторичных волн. Таким образом, дифракционную картину можно рассматривать как результат интерференции вто-

ричных волн, идущих от точек волновой поверхности, совпадающей с препятствием, на котором происходит дифракция.

Заметим, что Френель в основу своей теории положил принцип Гюйгенса, дополнив его идеей об интерференции вторичных волн.

Явления интерференции света служат убедительным доказательством волновой природы света. Вместе с тем, безусловно, справедливыми являются и положения геометрической оптики, в которой рассматривается прямолинейное распространение света.

С развитием теории дифракции связана окончательная победа волновых представлений, поскольку эта теория дала возможность истолкования фундаментального и хорошо подтверждённого опытом закона прямолинейного распространения света с волновой точки зрения.

Теория дифракции вскрывает глубокий смысл предельного перехода от волновой оптики к геометрической оптике.

Масштаб загибания волн за преграды зависит от отношения размеров преграды к длине волны. Так, например, крупные волны, распространяющиеся по поверхности воды, полностью огибают сваю, в то время как мелкая рябь образует за сваей хорошо выраженную область «тени».

На первый взгляд, может создаться впечатление о том, что дифракция существенна лишь для достаточно длинных волн, например для диапазона УКВ радиоволн, а в оптическом диапазоне встречается чрезвычайно редко. Иногда говорят, что в оптической области следует искать явление дифракции, а в области радиоволн – способы от него избавляться. Сказанное, конечно, верно, но не нужно забывать, что именно в оптической области:

1) применение теории дифракции необходимо для исследования принципов действия и предела возможностей всех оптических и спектральных приборов;

2) наличие естественных экранов, размеры которых имеют тот же порядок, что и длина волны света, характерно для всех оптических экспериментов на молекулярном уровне.

Сказанное выше аргументирует необходимость исследования дифракции света.

Строгая теория этого явления весьма сложна, поэтому в данном курсе мы ограничимся лишь подробным обсуждением исходных предпосылок и их следствий, вполне достаточных для решения ряда задач.

3.1. Принцип Гюйгенса – Френеля

Гюйгенс рассматривал распространение световых волн как последовательное возмущение точек эфира, в котором распространяется свет. Каждая точка, до которой дошёл фронт волны в данный момент, становится самостоятельным источником вторичных элементарных сферических волн (принцип Гюйгенса).

Принцип Гюйгенса позволяет построить новое положение фронта, проводя огибающую к элементарным волнам, возникшим около каждой точки положения фронта в предыдущий момент. Такое построение указывает на загибание волн за преграды. На рис. 3.1 представлена плоская волна BB′, падающая на преграду AA′ с отверстием α. Часть фронта этой волны достигает отверстия α, в результате чего каждая точка отверстия становится источником элементарных полусферических волн.

Огибающая этих элементарных волн лишь в средней части является плоской и загибается по краям. В соответствии с этим положением и лучи, т.е. нормали к волновым поверхностям, загибают – дифрагируют у краёв указанного отверстия.

Принцип Гюйгенса в его первоначальной форме не мог служить основой волновой оптики, поскольку описание, построенное в результате применения этого принципа, не является вполне полным:

1) оно не позволяет найти амплитуды колебаний, распространяющихся в различных направлениях; в связи с тем, что интенсив-

ность определяется значением квадрата амплитуды, остаётся неопределённой интенсивность загибающих волн;

2) Гюйгенс не учитывал и не принимал во внимание фазовых соотношений.

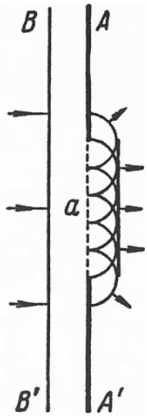


Рис. 3.1. Дифракция плоской волны при прохождении через отверстие (**α**) в преграде (AA′)

Выход из этого затруднения предложил Френель, обобщив и дополнив принцип Гюйгенса, рассмотрев взаимную интерференцию вторичных волн.

Уточнённый метод получил впоследствии название принципа Гюйгенса – Френеля. Первой задачей, которую должен был решить Френель, явилась задача о прямолинейном распространении света. Эту задачу он решил, применив метод зон, известных как метод зон Френеля.

Для понимания сути данной задачи рассмотрим действие световой волны, испущенной точечным источником света S, в какой-либо точке наблюдения P (рис. 3.2).

Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, заменим действие источника S действием совокупности воображаемых источников,

расположенных на фиктивной вспомогательной поверхности σ. В качестве такой вспомогательной поверхности σ выберем поверхность фронта волны, идущей из точки *S* (поверхность сферы σ имеет центр в точке *S*).

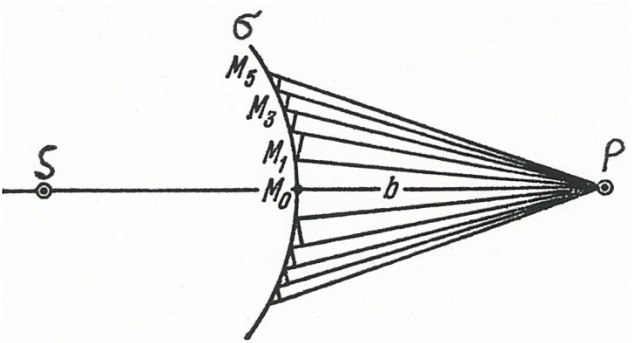


Рис. 3.2. Построение зон Френеля

Все эти вторичные колебания когерентны, так как их фазы и амплитуды задаются первичным колебанием, и, следовательно, их амплитуды можно складывать.

Вычисление результата интерференции вторичных волн весьма упрощается при использовании метода зон Френеля.

В этом случае:

1) соединяем точки *S* и *P*;

2) разбиваем поверхность σ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краёв зоны до точки *P* отличались на $\frac{1}{2}\lambda$:

$$\Delta = M_1P - M_0P = M_2P - M_1P = M_3P - M_2P = \cdots = \frac{1}{2}\lambda. \qquad (3.1)$$

Тогда колебания, приходящие в точку *P* от соответствующих частей соседних зон, будут иметь разность хода $\frac{\lambda}{2}$, т.е. придут в точку *P* в противоположных фазах и колебания от концов каждой зоны придут в точку *P* в противофазе, поскольку

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{\lambda}{2} = \pi. \qquad (3.2)$$

Амплитуда колебаний, приходящих от отдельной зоны, зависит от следующих значений:

1) площади зоны;

2) расстояния r от зоны до точки P;

3) угла наклона φ между r и нормалью к поверхности зоны.

Покажем, что площади зон примерно одинаковы. С этой целью обозначим через p_k радиус k-й зоны и рассмотрим рис. 3.3.

Рис. 3.3 позволяет увидеть, что

$$p_k^2 = R^2 - (R-h)^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2, \qquad (3.3)$$

откуда

$$h = \frac{r_k^2 - r_0^2}{2(R + r_0)}. \qquad (3.4)$$

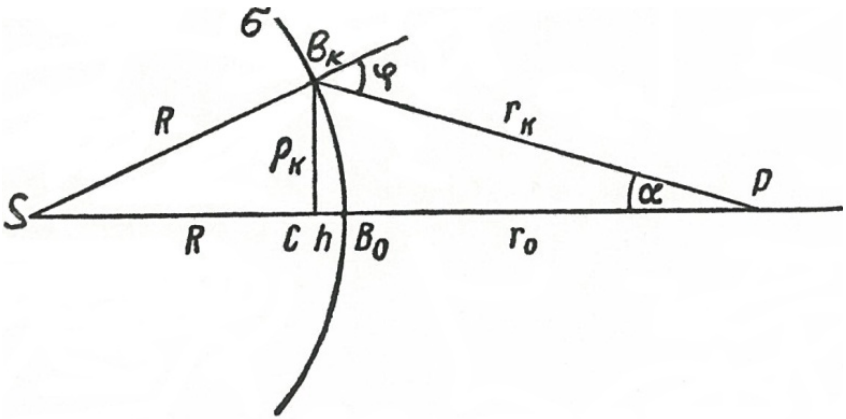


Рис. 3.3. К расчёту размеров кольцевых зон

С учётом (3.3) можно вычислить и радиус k-й зоны:

$$p_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0h - h^2 =$$
$$= kr_0\lambda - \frac{2r_0^2k\lambda}{(R+r_0)2} = \frac{kRr_0\lambda + kr_0^2\lambda - kr_0^2\lambda}{R+r_0} = \frac{kRr_0\lambda}{R+r_0}, \quad (3.5)$$

поскольку значение h^2 мало. В результате

$$p_k = \sqrt{k\frac{r_0R}{R+r_0}\lambda}. \quad (3.6)$$

Поскольку

$$r_k = r_0 + k\frac{\lambda}{2}, \quad (3.7)$$

то

$$r_k^2 = \left(r_0 + k\frac{\lambda}{2}\right)^2 = r_0^2 + kr_0\lambda + k^2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2, \quad (3.8)$$

поэтому

$$r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda + k^2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2, \quad (3.9)$$

так как пренебрегаем значением квадрата малой величины λ ($\lambda \ll r_0$) и, следовательно, вторым слагаемым в правой части (3.9), с учётом (3.9) получим новый вид (3.4):

$$h = k\frac{r_0}{R+r_0}\cdot\frac{\lambda}{2}. \quad (3.10)$$

Площадь поверхности сферического сегмента радиуса p_k составит

$$\Delta S_k = 2\pi Rh = k\frac{2\pi Rr_0}{R+r_0}\cdot\frac{\lambda}{2}. \quad (3.11)$$

В пределах этого сегмента умещается k кольцевых зон, откуда площадь одной зоны ΔS может быть представлена как разность площади этого сегмента и сегмента, охватывающего зону (k – 1):

$$\Delta S = \Delta S_k - \Delta S_{k-1} = k\frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2} - (k-1)\frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}. \qquad (3.12)$$

Из (3.12) следует, что

$$\Delta S = \frac{\pi R r_0}{R + r_0}\lambda. \qquad (3.13)$$

Таким образом, площадь зоны в указанном приближении не зависит от её номера k. Иными словами, площади всех зон приблизительно одинаковы.

Итак, амплитуды колебаний, доходящих от отдельных зон до точки P, зависят лишь от расстояния r_k и от угла, который это направление r_k составляет, с нормалью к поверхности зоны.

С увеличением номера зоны k возрастают:

1) расстояние r_k;

2) угол наклона φ между нормалью к поверхности зоны и направлением r.

В результате амплитуды колебаний a_k, доходящих до точки P от отдельных зон, должны монотонно убывать с увеличением номера зоны k:

$$a_1 > a_2 > a_3 > a_4 > \ldots > a_k > a_{k+1} > \ldots \qquad (3.14)$$

Поскольку фазы колебаний, приходящих в точку P от двух соседних зон, противоположны, то амплитуда A_k суммарного колебания, вызванного действием k зон, равна

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \ldots \pm a_k, \qquad (3.15)$$

где знак последнего слагаемого положителен при нечётном k, отрицателен при чётном k.

Таким образом, согласно (3.15):

1) при чётном числе зон их действия попарно ослабляют друг друга, а амплитуда суммарного колебания A_k в точке P незначительна;

2) при нечётном числе зон действие одной из зон остаётся неослабленным, поэтому амплитуда A_k больше, чем при чётном числе зон.

Более точно значение амплитуды суммарного колебания A_k получим, разбив в сумме (3.15) все нечётные члены на два слагаемых:

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2}; a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2} \text{ и т. д.} \tag{3.16}$$

Тогда мы получим следующее выражение (3.16а), к которому добавляется в качестве слагаемых (3.17) при нечётном k и (3.18) при чётном k:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \cdots + \tag{3.16а}$$

$$\begin{cases} \left(\frac{a_{k-2}}{2} - a_{k-1} + \frac{a_k}{2}\right) + \frac{a_k}{2} & (3.17) \\ \left(\frac{a_{k-3}}{2} - a_{k-2} + \frac{a_{k-1}}{2}\right) + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k & (3.18) \end{cases}.$$

Поскольку амплитуда монотонно убывает с возрастанием номера k, то можно приближённо считать амплитуду колебаний, вызванных какой-либо k-й зоной, равной полусумме амплитуд колебаний, вызванных (k – 1)-й и (k + 1)-й зонами:

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2}, \tag{3.19}$$

откуда все слагаемые в скобках в (3.16а, 3.17, 3.18) равны нулю, следовательно:

1) при нечётном k

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}, \tag{3.20}$$

2) при чётном k

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k. \tag{3.21}$$

Если число зон k достаточно велико, то амплитуды колебаний, вызванных (k – 1)-й и k-й зонами, мало отличаются друг от друга, поэтому приближённо получим выражение

$$\frac{a_{k-1}}{2} - a_k = -\frac{a_k}{2}. \tag{3.22}$$

При условии, что k достаточно велико, (3.20) и (3.21) примут вид

$$A_k = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2}, \tag{3.23}$$

где знак «плюс» соответствует нечётному числу зон, а знак «минус» – чётному числу зон.

Таким образом, амплитуда результирующего колебания, получающегося вследствие взаимной интерференции света, идущего к точке P от различных участков нашей сферы, меньше амплитуды, создаваемой действием одной центральной зоны.

При полностью открытом фронте амплитуда суммарного колебания в точке P равна половине амплитуды колебания, создаваемого в этой точке только первой зоной. При полностью открытом фронте и больших k значение амплитуды $a_k \to 0$, т.е. действие последней зоны будет бесконечно малым:

$$A_k = \frac{a_1}{2}. \tag{3.24}$$

В конечном итоге мы приходим к интересному выводу: в результате интерференции как бы уничтожается действие всех зон, кроме половины первой зоны.

Сделанный вывод намечает ликвидацию указанного выше противоречия между волновой и геометрической оптикой, о чём подробнее речь пойдёт ниже.

Поскольку действие всей волны на точку P сводится к действию её малого участка (меньшего центральной зоны), то распространение света от A к P действительно происходит так, как если бы световой поток шёл внутри очень узкого канала вдоль AP, т.е. прямолинейно.

Рассмотрим вопрос об освещённости в точке P в случаях введения тех или иных экранов на пути SP, закрывающих часть зон Френеля. Определим радиус k-й зоны Френеля. С этой целью воспользуемся выражением (3.3):

$$p_k^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0 h - h^2. \qquad (3.25)$$

В (3.25) пренебрежём значением h^2, так как $h \ll r_0$. Тогда (3.25) примет вид

$$p_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0 h. \qquad (3.26)$$

В (3.26) подставим значение h из (3.10) и заменим из (3.9) $r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda$:

$$\begin{aligned} p_k^2 &= r_k^2 - r_0^2 - k\frac{r_0^2}{R + r_0}\lambda = \\ &= kr_0\lambda - k\frac{r_0^2}{R + r_0}\lambda = k\frac{r_0 R}{R + r_0}\lambda, \end{aligned} \qquad (3.27)$$

$$p_k = \sqrt{k\frac{r_0 R}{R + r_0}\lambda}. \qquad (3.28)$$

Выражением (3.28) и определяют радиус k-й зоны Френеля.

Очевидно, что p_k можно рассматривать одновременно и как радиус экрана, и как радиус отверстия в экране. Отверстие радиуса p открывает, а экран такого же радиуса p закрывает часть волнового фронта, на котором умещается число зон:

$$k = \frac{p}{\lambda} \cdot \frac{p(R + r_0)}{r_0 R}. \qquad (3.29)$$

Итак, согласно (3.29), на отверстии или на экране умещается число зон Френеля, равное k.

Амплитуда суммарного колебания в точке P зависит от числа открытых зон k. Квадрат амплитуды определяет энергию колебаний, которая в свою очередь определяет освещённость.

Представим себе несколько опытов.

1. Пусть открыта только первая зона Френеля. Тогда в точке P, лежащей на оси экрана, амплитуда увеличится в два раза, а интенсивность, пропорциональная квадрату амплитуды ($I \sim A^2$), – в четыре раза по сравнению с полностью открытым фронтом ($A_k = a_1$).

2. Пусть открыты две зоны. В таком случае света в точке P будет совсем мало ($A_k = a_1 - a_2$).

Процесс открывания и закрывания зон можно продолжить, наблюдая периодическое изменение интенсивности света в точке P.

3. Представим себе теперь совсем иной опыт. Пусть площадь круглого отверстия выбрана так, что при данных R и r_0 она равна площади первой зоны Френеля.

Начнём теперь перемещать точку P вдоль линии, соединяющей её с источником. При этом расстояние r_0 будет меняться, следовательно, будет меняться и число зон, укладывающихся в площади экрана, что соответствует (3.29). Иными словами, будут открываться вторая, третья, четвёртая и т.д. зоны Френеля. В результате при разных положениях точки P на оси будет наблюдаться разная интенсивность света, т.е. при перемещении точки P интенсивность света в этой точке будет периодически меняться.

Интенсивность света в точке P можно увеличить, если изготовить сложный экран, так называемую зонную пластинку. Такая пластинка способна закрыть все чётные или все нечётные зоны Френеля.

Для её создания нужно задать вполне определённые значения r_0 и R, затем воспользоваться формулой (3.28). Установив зонную пластинку в строго определённом месте между S и P, нетрудно получить заметное увеличение освещённости вблизи точки P, так как в данном случае в правой части (3.15) останутся лишь члены одного знака:

$$A_k = a_1 + a_3 + a_5 + \cdots \tag{3.30}$$

Опыты полностью подтверждают сделанное заключение: зонная пластинка увеличивает освещённость в точке *P*, действуя подобно собирательной линзе. Это – амплитудная зонная пластинка.

3.2. Дифракция от непрозрачных преград

Дифракционные явления наблюдаются при частичном ограничении световых пучков непрозрачными преградами. Дифракция, наблюдаемая при этом непосредственно, без применения каких-либо оптических систем, называется дифракцией Френеля (френелевой дифракцией). Рассмотрим её некоторые частные случаи.

1. Дифракция от круглого отверстия.

Пусть световая волна, идущая от точечного источника света *S*, встречает на своём пути экран *MN* (рис. 3.4) с круглым отверстием. В случае прямолинейного распространения света мы получили бы на экране *EE′* освещённый круг с резкими краями. В действительности же мы будем наблюдать более сложную картину.

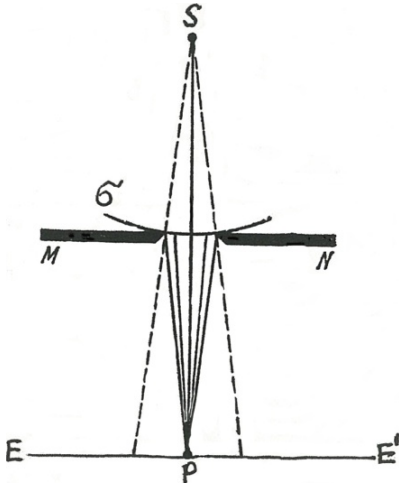


Рис. 3.4. Схема дифракции на круглом отверстии

Результат действия волнового фронта, проходящего через отверстие в точке *P*, которая лежит на оси *SP*, мы уже определили раньше: освещённость в точке *P* больше или меньше освещённости от незакрытого фронта в зависимости от того, уложится ли при данных условиях опыта на площади отверстия нечётное или чётное число зон Френеля.

В точке, не лежащей в центре экрана *EE*, сложится иная картина. Если бы экрана *MN* не существовало вовсе, то мы определили бы действие волнового фронта в точке, не лежащей на оси *SP* (рис. 3.4), построив кольцевые зоны Френеля, центром для которых служила бы точка, не лежащая в центре экрана *MN*. При наличии же экрана *MN* отверстие расположится не концентрически по отношению к этим зонам (рис. 3.4).

Открытая часть зон будет выглядеть так, как показано на рис. 3.5, на котором для ясности понимания нечётные зоны заштрихованы.

Рис. 3.5. Расположение зон для «косого» направления

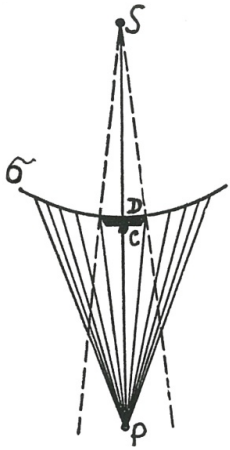
Точный расчёт амплитуды суммарного колебания в точке *P* сложен, но ясно, что при удалении от точки *P* вдоль экрана *EE'* мы периодически встретим места с большей или меньшей освещённостью.

Поскольку вся картина должна обладать круговой симметрией, то около точки *P* возникнут чередующиеся более светлые и менее светлые кольца.

Число наблюдаемых светлых и тёмных колец, а также их положение зависят от числа зон, умещающихся на площади отверстия.

2. Дифракция на круглом экране.

Пусть S – точечный источник света, D – непрозрачный круглый диск с центром в точке C. Пусть экран D закроет k первых зон (рис. 3.6). Тогда в точку P придут колебания от всех остальных зон, начиная от (k + 1)-й зоны.



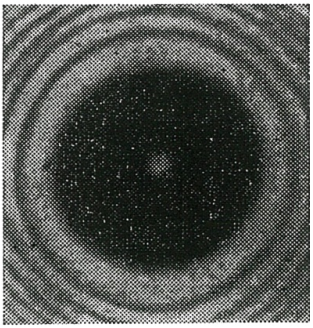


Рис. 3.6. Схема дифракции на круглом экране (диске).
Картина дифракции на круглом экране (диске)

Суммируя действия этих зон, мы придём к выводу о том, что амплитуда колебаний A_p в точке P будет равна половине амплитуды колебаний, приходящих от первой из открытых зон, т.е. от (k + 1)-й зоны:

$$A_p = \frac{a_{k+1}}{2}. \qquad (3.31)$$

Таким образом, независимо от размеров и положения непрозрачного диска, в центре его геометрической тени всегда окажется свет (так называемое пятно Пуассона).

Интенсивность этого света будет зависеть от числа закрытых зон:

а) если диск закрывает много зон, то $A_p = \frac{a_{k+1}}{2}$ мало, и, следовательно, мала освещённость в точке *P*;

б) если же размер экрана невелик (закрывает мало зон), то действие первой открытой зоны практически не отличается от действия центральной зоны волнового фронта.

Итак, освещённость в точке *P* в данном случае будет такой же, как и в случае отсутствия экрана. Вследствие симметрии всей картины относительно прямой *SP* светлая точка (точка *P*) окружена кольцевыми зонами чередующихся зон тени и света (вне границ геометрической тени).

По мере удаления от точки *P* в направлении, перпендикулярном линии *SP*, кольца становятся всё менее резкими, пока вдали от точки *P* не получится равномерная освещённость.

Для большинства дифракционных картин расчёт очень сложен, и крайне полезным является упрощённый графический метод. Этот метод позволяет изучать условия дифракции и сравнивать их с опытными данными.

При этом нет надобности строить кольцевые зоны так, чтобы колебания от них приходили в точку *P* в противоположных фазах. Мы можем рассматривать сколь угодно узкие зоны.

Для графического сложения колебаний воспользуемся понятием о векторе амплитуды $\vec{a}$. Вектор $\vec{a}$ – это вектор, длина которого равна амплитуде, а α – угол, который этот вектор составляет с заданной осью *OX*, соответствует начальной фазе рассматриваемого колебания. При сложении нескольких колебательных движений, изображаемых с помощью векторов $\overrightarrow{a_i}$, суммарное колебание представится вектором $\vec{a}$, равным векторной сумме векторов $\overrightarrow{a_i}$; длина вектора $\vec{a}$ даст амплитуду, а угол, который вектор $\vec{a}$ составит с осью *OX*, даст начальную фазу суммарного колебания (рис. 3.7).

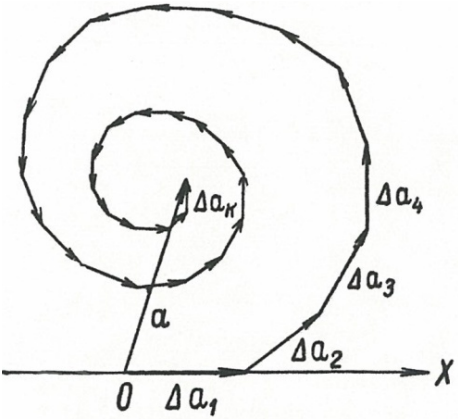


Рис. 3.7. Графическое сложение векторов амплитуд колебаний от отдельных зон

Разобьём свободную поверхность волнового фронта на весьма узкие кольцевые зоны. Заметим, что они являются не зонами Френеля, а какими-то произвольными зонами. Колебания, приходящие в точку *P* от первой зоны, изобразятся вектором $\Delta\overrightarrow{a_1}$ (рис. 3.7).

Положим начальную фазу этого колебания равной нулю. Тогда на рис. 3.7 вектор $\Delta\overrightarrow{a_1}$ расположится вдоль оси *OX*. Амплитуда колебания, приходящего от второй зоны в точку *P*, окажется несколько меньше амплитуды колебания, приходящего от первой зоны. Кроме того, это колебание несколько отстаёт по фазе от колебания, вызванного первой зоной. В результате колебание, вызванное в точке *P* второй зоной, изобразится вектором $\Delta\overrightarrow{a_2}$, несколько меньшим по длине, чем вектор $\Delta\overrightarrow{a_1}$, и составляющим несколько больший угол с осью *OX*.

Отложим $\Delta\overrightarrow{a_2}$ от конца вектора $\Delta\overrightarrow{a_1}$ и т.д. Тогда совокупность векторов $\Delta\overrightarrow{a_i}$ образует ломаную спиралевидную линию (рис. 3.7). Суммарное колебание в точке *P* изобразится вектором $\vec{a}$, соединяющим точку *O* с концом вектора $\Delta\overrightarrow{a_k}$, соответствующего колебанию, приходящему от последней из открытых зон.

Для того, чтобы графически изобразить действие одной целой зоны Френеля, следует разбить её на равные участки, столь малые, чтобы фаза колебаний, вызываемых в точке P различными воображаемыми источниками такого участка, могла считаться постоянной. Тогда действие всего участка можно выразить вектором, длина которого даёт суммарную амплитуду, а направление определяет фазу, обусловливаемую этим участком.

Векторная диаграмма, определяющая действие ряда участков, составляющих целую зону, изобразится ломаной линией (рис. 3.8). Если разбить зону на бесконечно большое число бесконечно малых участков, то эта ломаная линия обратится в дугу (рис. 3.8), которая очень мало будет отличаться от полуокружности. При этом вектор, касательный к дуге в точке M_1, будет иметь направление, противоположное направлению соответствующего вектора вблизи точки O, так как фаза колебания в точке P, обусловленного действием последнего участка зоны, противоположна фазе колебаний, излучаемых начальным участком зоны.

Результирующее колебание, выражающее действие первой зоны Френеля в точке P, изобразится вектором OM_1.

Для учёта действия второй зоны Френеля продолжим нашу векторную диаграмму (рис. 3.9, где OM_2 – амплитуда колебания от двух зон Френеля).

Хорда дуги M_1M_2 несколько меньше, чем OM_1, вследствие возрастающего наклона второй зоны Френеля. Поскольку колебания от первой и второй зон приходят в точку P в противофазе, то векторы $\overrightarrow{OM_1}$ и $\overrightarrow{M_1M_2}$ направлены противоположно.

Продолжая наше построение, мы, в зависимости от числа открытых зон, получим то большие, то меньшие значения амплитуд колебаний в точке P.

Полностью открытому волновому фронту будет соответствовать бесконечно большое число зон и асимптотическое приближение ломаной линии к центру N (рис. 3.10). Результирующая, характеризующая действие всего волнового фронта, выражается векто-

ром $\overrightarrow{ON}$, равным половине вектора $\overrightarrow{OM_1}$. Иными словами, действие, вызванное всем волновым фронтом, примерно равно половине действия центральной зоны, т.е. результат совпадает с результатом алгебраического сложения амплитуд.

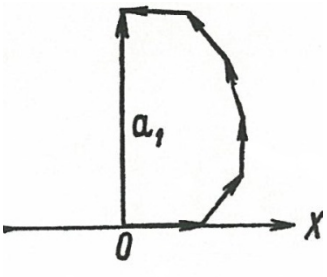


Рис 3.8. Векторная диаграмма первой зоны Френеля

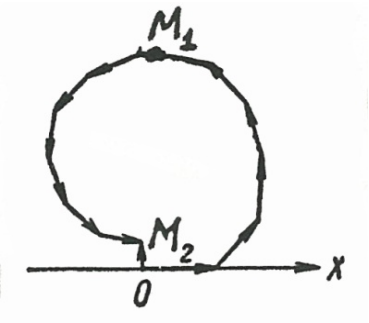


Рис. 3.9. Векторная диаграмма двух первых зон Френеля

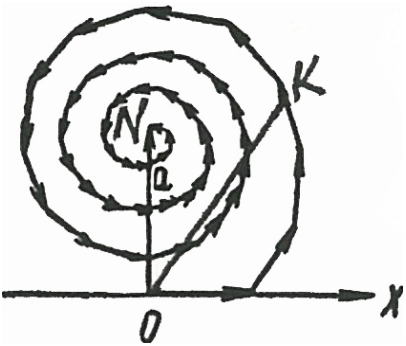


Рис. 3.10. Векторная диаграмма полностью открытого волнового фронта

Действие внутренней половины центральной зоны выразилось бы $\overrightarrow{OK}$. Не будем путать $\overrightarrow{OK}$ с $\overrightarrow{ON}$, т.е. с половиной действия первой зоны. Иными словами, действие внутренней половины первой

зоны Френеля не эквивалентно половине действия первой зоны. Покажем, что вектор $\overrightarrow{OK}$ в $\sqrt{2}$ раз больше вектора $\overrightarrow{ON}$:

Так как вектор $\overrightarrow{OK}$ в $\sqrt{2}$ раз больше вектора $\overrightarrow{ON}$, то интенсивность света, создаваемая внутренней половиной первой зоны Френеля, в два раза превышает интенсивность света, создаваемую всей волновой поверхностью.

$$OK^2 = ON^2 + ON^2 = \frac{a^2}{4} + \frac{a^2}{4} = \frac{2a^2}{4} = \frac{a^2}{2}, \tag{3.32}$$

$$ON = \frac{a}{2}, \tag{3.33}$$

$$OK = \frac{a}{\sqrt{2}}, \tag{3.34}$$

$$OK = ON \cdot \sqrt{2}. \tag{3.35}$$

Обсудим теперь недостатки рассмотренного метода. Постулат Френеля является некоторой гипотезой. Проведение расчётов по методу Френеля и сравнение их результатов с опытными данными показывают, что данную гипотезу следует несколько изменить:

1. Ввести дополнительный фактор, учитывающий наклон вспомогательной поверхности к направлению действия. При расчёте нам приходилось предполагать, что амплитуда, обусловленная вспомогательными источниками, зависит от угла наклона φ между нормалью к соответствующему участку вспомогательной поверхности и направлением на точку P.

2. Обосновать дополнительными рассуждениями факт отсутствия обратной волны. Дело в том, что из принципа Гюйгенса следует наличие сферической, а не полусферической волны, т.е. как бы волн прямой и обратной. Вместе с тем в принципе Гюйгенса – Френеля учитывается только передняя часть волны, так как при $\varphi > 90°$ амплитуда излучения вспомогательного источника обращается в нуль, поэтому обратная волна невозможна.

Можно объяснить отсутствие обратной волны и следующим образом. Сзади источника *S* возмущение волны от него компенсирует ранее пришедшее туда возмущение, т.е. сзади источника волна гасится.

3. Изменить начальную фазу вторичных волн на $\frac{\pi}{2}$. Действительно, во всех рассуждениях мы пытались определить амплитуду результирующей волны, не затрагивая вопроса о фазе. Если же произвести, кроме того, вычисление результирующей фазы, то она окажется отличной на $\frac{\pi}{2}$ от наблюдаемой.

Несмотря на указанные недостатки, работы Френеля имеют очень большое значение, так как они:

1) поставили волновую оптику на твёрдую почву;

2) в основных чертах разъяснили все существенные трудности, представляемые явлениями дифракции;

3) выяснили значение длины световой волны для этих явлений.

Затронем теперь вопрос о критериях перехода от волновой оптики к оптике геометрической. Принцип Гюйгенса – Френеля позволил не только получить ряд существенных результатов при решении задач о дифракции, но и дал возможность определить критерии перехода от волновой оптики к геометрической.

Степень приближения к геометрической оптике связана с числом зон Френеля, которое укладывается на данном препятствии. При этом:

а) если линейные размеры препятствия имеют тот же порядок, что и размер зоны Френеля, то, по-видимому, проявятся волновые свойства излучения;

б) если же размер препятствия значительно больше размера зоны, то выявить дифракцию трудно – изображение оказывается таким, как этого требует геометрическая оптика.

3.3. Дифракция Фраунгофера

Разобранные нами выше случаи дифракции наблюдаются без помощи оптических приборов: на пути фронта световой волны располагается лишь непрозрачный экран, частично загораживающий фронт (дифракция Френеля).

Иной способ наблюдения дифракционных явлений предложил немецкий физик Йозеф Фраунгофер. Он рассмотрел дифракцию плоских световых волн, или дифракцию в параллельных лучах. Дифракция Фраунгофера имеет большое практическое значение, наблюдаясь в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию.

Фраунгофер наблюдал картину, возникшую в главной фокальной плоскости линзы, собирающей плоские световые волны, частично загороженные тем или иным непрозрачным экраном.

Схема наблюдения дифракции Фраунгофера изображена на рис. 3.11, где S – точечный источник света, расположенный в главной фокальной плоскости линзы L_1; M – непрозрачный экран с отверстием b; L_2 – линза, которая собирает параллельный пучок световых лучей в одну точку на своей фокальной плоскости F_2. При этом I_0 – точка, в которой соберутся лучи, проходящие через щель, не отклоняясь; I_φ – точка, в которой соберутся лучи, отклонившиеся в результате дифракции от первоначального направления на некоторый угол φ. Лучи, отклонившиеся под разными углами φ, соберутся на экране F_2 в разных точках, т.е. в фокальной плоскости F_2 будем наблюдать дифракционную картину, которая является довольно яркой, поскольку свет собирается линзой.

Хотя принципиально фраунгоферова дифракция и не отличается от дифракции Френеля, тем не менее, подробное рассмотрение этого случая весьма существенно. Практически этот случай важен, так как находит применение при рассмотрении многих вопросов, касающихся действия оптических приборов.

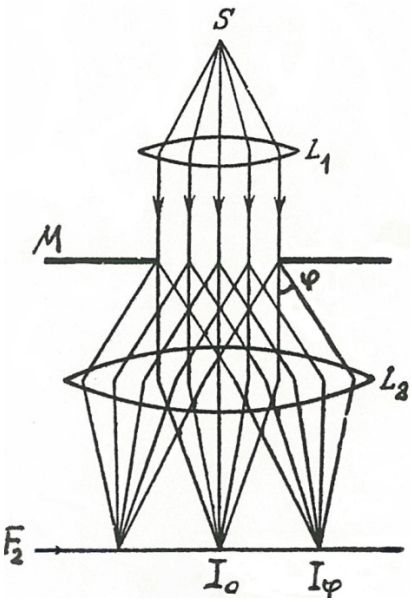


Рис. 3.11. Дифракция Фраунгофера на щели

Решить задачу о дифракции – значит найти распределение освещённости на экране наблюдения в зависимости от размеров и формы препятствий (отверстий, экранов) на пути светового пучка, вызывающих дифракцию света.

Метод расчёта освещённости дифракционной картины сведётся к учёту интерференции между фиктивными элементарными источниками, заполняющими изучаемое отверстие в непрозрачном экране. Все они когерентны, поэтому нужно найти амплитуду суммарного колебания, а затем – её квадрат, определяющий распределение освещённости в главной фокальной плоскости линзы L_2 (рис. 3.11).

Рассмотрим дифракцию от одной щели. Пусть на щель *CD* шириной *b* падает пучок параллельных лучей (рис. 3.12). Будем считать щель бесконечно протяжённой в направлении, перпендику-

лярном к плоскости рис. 3.12. Достаточно, чтобы её длина была значительно больше ширины. В этом случае в фокальной плоскости *MN* будем наблюдать дифракционную картину – светящуюся полоску, вокруг которой лежат полоски максимумов и минимумов.

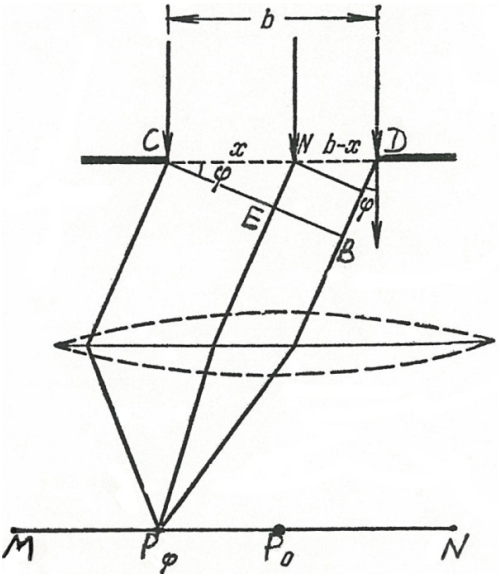


Рис. 3.12. Дифракция на щели.
К аналитическому вычислению результирующей амплитуды

Решим задачу графическим методом. С этой целью разобьём площадь щели на ряд узких параллельных полосок равной ширины. Каждая из этих полосок может рассматриваться как источник волн. При этом:

1) фазы всех этих волн одинаковы, так как при нормальном падении плоскость щели совпадает с фронтом волны (фронт волны – геометрическое место точек с одинаковыми фазами);

2) амплитуды всех этих элементарных волн будут одинаковы, поскольку выбранные элементы имеют равные площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

Указанные два обстоятельства чрезвычайно упрощают и графическое, и аналитическое решение задачи.

Графически результат сложения амплитуд можно представить векторными диаграммами.

1. Положим начальную фазу колебаний, приходящих в точку P_φ от крайней левой зоны (луч CP_φ), равной нулю. Подсчитаем начальную фазу колебаний, приходящих в точку P_φ от крайней правой зоны (луч DP_φ).

Разность хода лучей DP_φ и CP_φ составляет Δ:

$$\Delta = b \sin \varphi. \tag{3.36}$$

Начальная фаза связана с Δ соотношением

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta. \tag{3.37}$$

Так как начальную фазу колебаний, приходящих в точку P_φ от крайней левой зоны, мы положили равной нулю, то

$$\delta = 2\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}. \tag{3.38}$$

Формула (3.38) определяет разность фаз колебаний, приходящих в точку P_φ от крайних зон (линза не создаёт дополнительной разности хода).

2. Амплитуда результирующего колебания в точке P_φ изобразится длиной замыкающей A_φ ломаной линии, образованной векторами $\Delta\overrightarrow{a_i}$. Разным значениям угла φ, а, следовательно, и разным δ, соответствует лишь разная степень закрученности ломаной линии.

Рассмотрим вид этой ломаной для различных значений разности фаз δ (рис. 3.13, 3.14):

а) $\varphi = 0$ и $\delta = 0$, т.е. направления наблюдения и первоначального направления волны совпадают; при этом векторы $\Delta\overrightarrow{a_i}$ направлены в одну сторону (рис. 3.13); результирующая амплитуда составляет

$$A_0 = \Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3 + \cdots \tag{3.39}$$

Из (3.39) следует, что амплитуда принимает максимально возможное значение.

Таким образом, в данном случае в центре дифракционной картины наблюдается максимальная освещённость.

б) $\delta = 2\pi$ – диаграмма соответствует направлению φ, при котором крайние элементы волнового фронта в пределах щели имеют разность фаз 2π, т.е. кривая замыкается (рис. 3.13).

Результирующая амплитуда $A_\varphi = 0$, т.е. наблюдается минимальное значение освещённости, равное нулю.

Разность хода между крайними лучами составляет

$$\Delta = b \sin \varphi, \tag{3.40}$$

$$\delta = 2\frac{\pi\Delta}{\lambda}. \tag{3.41}$$

По условию $\delta = 2\pi$, следовательно, с учётом (3.40 и 3.41) получим:

$$2\pi = 2\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}$$

или

$$\sin \varphi = \pm\frac{\lambda}{b} \tag{3.42}$$

Выражение (3.42) определяет положение первых минимумов по обе стороны от максимума. Заметим, что при дальнейшем возрастании разности фаз δ ломаная линия будет частично перекрываться (рис. 3.14).

Результирующая амплитуда A_φ оказывается равной нулю каждый раз, когда:

$$\delta = \pm 2\pi k, \tag{3.43}$$

где $k = 1, 2, 3, \ldots$, следовательно, условие минимумов будет иметь вид

$$\sin \varphi = \pm k\frac{\lambda}{b}. \tag{3.44}$$

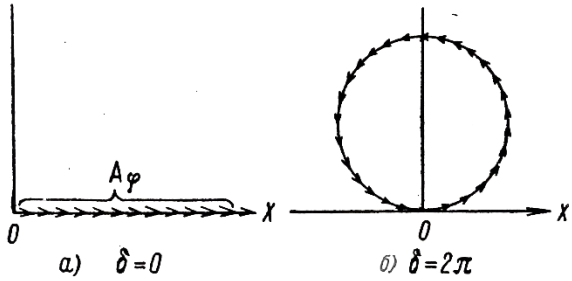


Рис. 3.13. Графическое сложение векторов амплитуд, соответствующих значениям угла φ при разности фаз

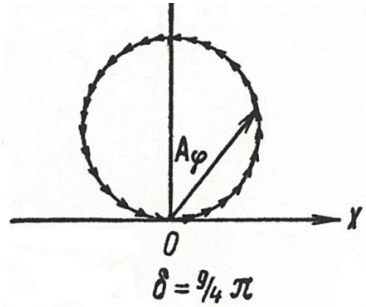


Рис. 3.14. Частичное перекрывание ломаной линии при дальнейшем возрастании разности фаз (δ)

Между двумя соседними минимумами располагаются относительные максимумы.

Следующие максимумы, уступающие по абсолютному значению главному максимуму, соответствуют значениям φ, определяемым из условий

$$\frac{b\pi}{\lambda}\sin\varphi = 1{,}43\ \pi;\ \frac{b\pi}{\lambda} = 2{,}46\ \pi. \qquad (3.46)$$

Вторичные максимумы быстро убывают. Так численные значения главного и следующих максимумов соотносятся как: 1: 0,045: 0,016 и т.д.

Картина распределения интенсивности от направления угла дифракции представлена на рис. 3.15. Положение минимумов и максимумов зависит от λ, поэтому дифракционная картина имеет такой вид лишь для монохроматического света. В случаях же белого света, включающего в себя лучи разных длин волн, мы будем иметь совокупность картин для разных цветов, сдвинутых друг относительно друга:

– центральный максимум, общий для всех цветов, будет представлен белой полоской;

– вторичные максимумы для разных длин волн λ не совпадают – короткие длины волн расположены ближе к центру; вместе с тем эти максимумы настолько расплывчаты, что спектрального разложения при помощи дифракции только на одной щели получить практически нельзя.

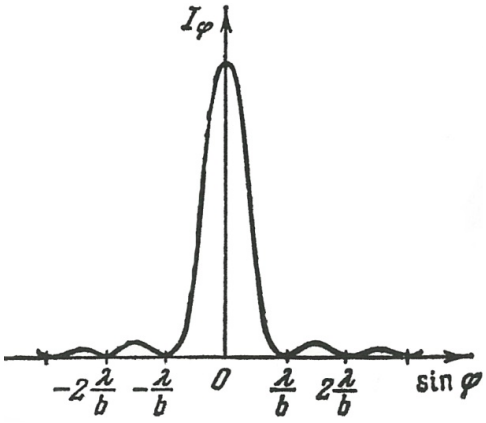


Рис. 3.15. Картина распределения интенсивности от направления угла дифракции

На дифракционную картину оказывает влияние ширина щели. Как следует из (3.44), расстояние минимумов от центра картины возрастает с уменьшением b и с увеличением λ.

Таким образом:

1) с уменьшением ширины щели b центральная светлая полоса расширяется, захватывая всё большую часть экрана;

2) если $b = \lambda$, то $\varphi = 90°$, т.е. по всему экрану наблюдается равномерная освещённость;

3) при увеличении ширины щели положение первых минимумов продвигается всё ближе к центру картины, так что центральный максимум становится всё резче;

4) при очень широкой щели мы получим в центре резкое изображение линейного источника.

Сказанное выше свидетельствует о верности приближения геометрической оптики.

3.4. Дифракционная решётка

Рассмотрение дифракции на двух щелях показывает, что дифракционные максимумы становятся более узкими, чем в случаях одной щели, более резкими и разделёнными более тёмными полосами.

Дальнейшее увеличение числа щелей делает рассматриваемое явление ещё более отчётливым – расплывчатые в случае одной щели максимумы превращаются при многих щелях в максимумы узкие, резкие, разделённые практически тёмными промежутками (вторичные максимумы в данном случае очень слабы).

Ряд прозрачных щелей, разделённых одинаковыми непрозрачными полосами, называется дифракционной решёткой (рис. 3.16). Явление дифракции от многих щелей усложняется тем, что, кроме дифракции от каждой щели, происходит ещё и сложение колебаний в световых пучках, приходящих в фокальную плоскость L от каждой из щелей, т.е. наблюдается интерференция многих пучков.

Если общее число щелей равно N, то и интерферируют между собой N пучков.

Рассмотрим первоначально задачу об интерференции N пучков, идущих под одинаковым углом φ. Тогда амплитуда колебаний во

всех пучках одинакова и составляет a. Разность хода (Δ) между лучами от двух соседних лучей составит

$$\Delta = (a + b)\sin\varphi = d\sin\varphi, \qquad (3.47)$$

где $d = (a + b)$ – постоянная решётки.

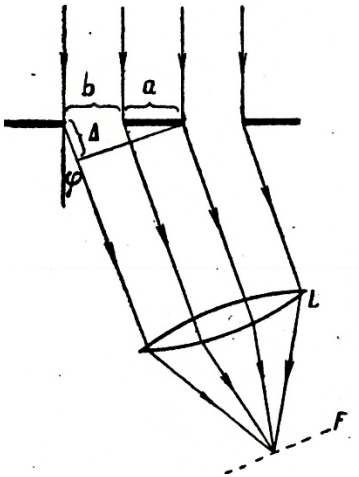


Рис. 3.16. Дифракционная решётка

Этой разности хода соответствует одинаковая разность фаз δ между соседними пучками:

$$\delta = 2\pi\frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi\frac{d\sin\varphi}{\lambda}. \qquad (3.48)$$

В результате интерференции колебаний в фокальной плоскости линзы получится результирующее колебание с некоторой амплитудой A, значение которой будет зависеть от разности фаз δ, а следовательно, и от угла дифракции φ.

Для нахождения $\vec{A}$ воспользуемся графическим методом сложения амплитуд (графически $\vec{A}$ – вектор, являющийся замыкающей ломаной линии, образованной векторами амплитуд $\vec{a}$).

Понятно, что максимальной длины вектор $\vec{A}$ достигает в тех случаях, когда векторы $\vec{a}$ расположены вдоль одной прямой (рис. 3.17). У каждого вектора $\vec{a}$ фазы δ одинаковы. Такие случаи имеют место при

$$\delta = \pm 2k\pi, \tag{3.49}$$

где $k = 0, 1, 2, \ldots$

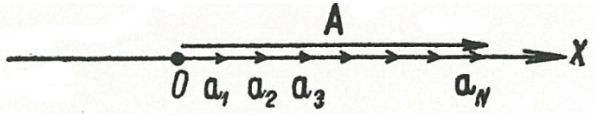


Рис. 3.17. Сложение векторов амплитуд: вектор $\vec{A}$ достигает максимальной длины при расположении векторов $\vec{a}$ вдоль одной прямой

Длина вектора $\vec{A}$ составляет

$$A = N \cdot a, \tag{3.50}$$

следовательно, максимальных значений в фокальной плоскости линзы L освещённость достигает при условии (3.49). (3.49) – условие максимума при интерференции.

При сопоставлении (3.48) и (3.49) получим:

$$2k\pi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}, \tag{3.51}$$

$$\Delta = \pm k\lambda, \tag{3.52}$$

$$d \sin\varphi = \pm k\lambda, \tag{3.53}$$

$$\sin\varphi = \pm k \frac{\lambda}{d}, \tag{3.54}$$

$$I_{\max} = cA^2 = cN^2a^2. \tag{3.55}$$

Выражения (3.52), (3.53), как и (3.49), являются условиями максимума при интерференции, (3.54) определяет положение максимума. Выражение (3.55) определяет максимальную освещённость

в фокальной плоскости линзы (c – коэффициент пропорциональности).

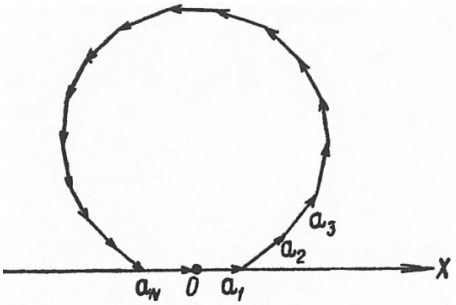


Рис. 3.18. Сложение векторов амплитуд: вектор $\vec{A} = \mathbf{0}$, когда ломаная, образованная векторами $\vec{a}$, превращается в замкнутую линию

Вектор $\vec{A}$ становится равным нулю каждый раз, когда ломаная превращается в замкнутую линию, т.е. когда последний из векторов $\vec{a}$ располагается в том же направлении, что и первый вектор (рис. 3.18). Последний из векторов $\vec{a}$ составляет с осью OX угол $N\delta$, поэтому он будет параллелен оси X при условии (3.56). Число векторов $\vec{a}$ составляет N, а их фазы – δ у каждого, т.е. условие минимума имеет вид

$$N\delta = \pm 2k\pi, \tag{3.56}$$

где $k = 1, 2, 3, \ldots$, т.е.

$$\delta = \pm 2k\frac{\pi}{N}, \tag{3.57}$$

$$I_{\min} = 0. \tag{3.58}$$

Выражение (3.57) – условие минимума, а выражение (3.58) определяет освещённость в минимуме.

Согласно (3.48) и (3.57):

$$2\pi\frac{d\sin\varphi}{\lambda} = \pm 2k\frac{\pi}{N}, \tag{3.59}$$

$$\sin\varphi = \pm k\frac{\lambda}{dN}. \qquad (3.60)$$

Выражение (3.60) определяет положение минимума, как (3.54) определяет положение максимума. Понятно, что $k \neq 0$, N, $2N$,…, иначе условие минимума и его положение совпадут с условием и положением максимума.

Логично сделать вывод о том, что минимумы располагаются в (N – 1) раз чаще, чем главные максимумы. Между ними находятся ещё (N – 2) более слабых (вторичных) максимумов. Максимумы по условию (3.49) называются главными максимумами.

Итак, при интерференции N пучков одинаковой амплитуды наблюдаем:

1) ряд одинаковых по интенсивности главных максимума, согласно (3.55);

2) между соседними главными максимумами располагаются (N – 1) минимумов с освещённостью, равной нулю (3.58);

3) кроме того, между соседними главными максимумами располагаются (N – 2) вторичных максимумов (рис. 3.19, *а*);

4) положение главных максимумов (3.54) и минимумов (3.60) отличаются лишь наличием N в знаменателе правой части (3.60), поэтому k, равное 1, 2, 3,…, не должно принимать значения в (3.60) равные N, $2N$, $3N$,…, иначе условие и положение минимумов обратятся в условие и положение максимумов.

Мы учитывали лишь интерференцию пучков, исходящих от отдельных щелей, и получили, что главные максимумы должны были бы при этом обладать одинаковой интенсивностью.

В действительности из-за того, что лучи, испытывающие дифракцию от каждой из щелей под разными углами φ, дают в фокальной плоскости линзы L_2 колебания различных амплитуд, величина главных максимумов различна. Для учёта этого различия следует воспользоваться видом дифракционной картины от одной щели (рис. 3.19, *б*).

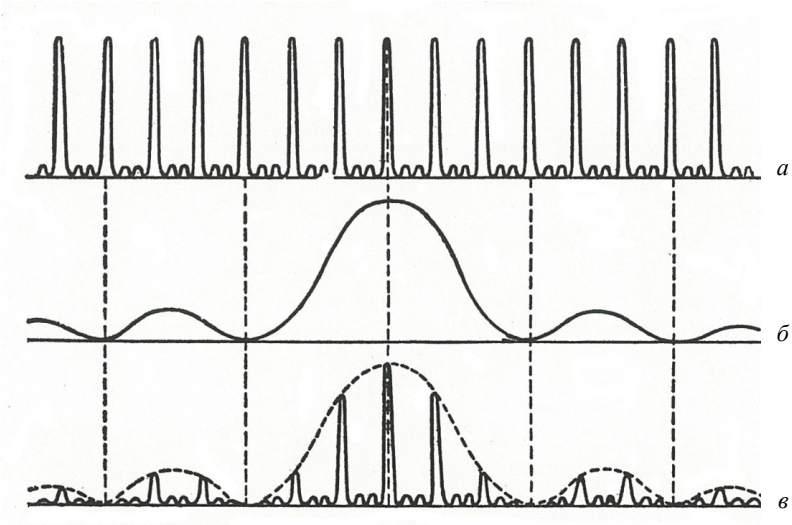


Рис. 3.19. Положение максимумов от четырёх щелей: *а* – максимумы, вызванные интерференцией четырёх пучков; *б* – распределение освещённости в дифракционной картине от одной щели; *в* – распределение освещённости по максимумам

При дифракции от одной щели главный максимум получается при условии $\varphi = 0$.

А положение минимумов определяется при

$$\sin\varphi = \pm k\frac{\lambda}{b}, \tag{3.61}$$

где b – ширина щели, $k = 1, 2, 3,\ldots$

Между минимумами лежат вторичные максимумы.

Истинное распределение освещённости I в фокальной плоскости линзы L представится произведением

$$I = I_1 \cdot I_2. \tag{3.62}$$

Как показано на рис. 3.19, интенсивными будут лишь те главные максимумы, которые попадут в область главного максимума

дифракционной картины от одной щели. Их число зависит от отношения между значениями величин d и ширины щели b.

Приведём пример. Первый минимум кривой I_2 лежит при угле $\varphi = \varphi_1$, определяемом из уравнения

$$\sin\varphi_1 = \frac{\lambda}{b}. \tag{3.63}$$

На это же значение угла φ_1 придётся главный максимум кривой I_1, если выполнено условие

$$\sin\varphi_1 = k\frac{\lambda}{d}, \tag{3.64}$$

где k – целое число.

Сравнивая (3.63) и (3.64), находим

$$k = \frac{d}{b}. \tag{3.65}$$

Если $\frac{d}{b}$ – целое число, то главный максимум порядка $k = \frac{d}{b}$ попадает на равный нулю минимум кривой I_2 и пропадает. То же имеет место для всех главных максимумов, имеющих порядки

$$k = \pm k'\frac{d}{b}, \tag{3.66}$$

где $k' = 1, 2, 3, \ldots$

(3.66) определяет номера главных максимумов, которые пропадают, попадая на минимумы.

В пределы главного максимума кривой I_2 попадает $(2\frac{d}{b} - 1)$ главных максимума кривой I_1. Все остальные максимумы кривой I_1 попадут на вторичные максимумы кривой I_2.

При большом числе щелей N главные максимумы очень резки, а вторичные – слабы.

В свете одной определённой длины волны λ (монохроматический свет) вся картина в фокальной плоскости линзы имеет вид

весьма узких светлых полос, разделённых практически совершенно чёрными промежутками.

Если же решётка освещается белым светом, т.е. светом, содержащим лучи разных длин волн, то картина усложняется:

а) в центре наблюдается белая полоса, поскольку условие $\varphi = 0$ выполняется для любой длины волны λ;

б) справа и слева от центральной белой полосы возникнут максимумы для различных длин волн под углами, значения которых определяются формулой (3.54), т.е.:

$$\sin\varphi = \pm k\frac{\lambda}{d}.$$

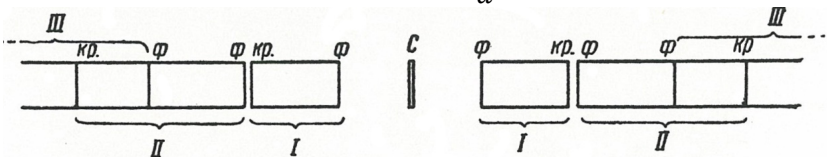


Рис. 3.20. Расположение спектров различных порядков

Эти максимумы, сливаясь друг с другом, образуют окрашенные полосы – спектры (рис. 3.20). В каждом из спектров максимумы для фиолетовых лучей расположены ближе всего к центральной полосе, максимумы для красных лучей – дальше всего от неё. В результате при $k = 1$ возникают два спектра (правый и левый) первого порядка, расположенные своими фиолетовыми концами к светлой центральной полосе. Аналогично при $k = 2,3,\ldots$ возникают спектры второго, третьего и т.д. порядков, расположенные симметрично относительно центральной белой полосы. Спектры более далёких порядков перекрываются между собой.

4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Изученные нами явления интерференции и дифракции могут быть объяснены без учёта поперечности световых волн.

Поперечность световых волн вытекает из электромагнитной теории света. Непосредственно из уравнений Максвелла следует, что три вектора – $\vec{E}$, $\vec{H}$ и скорость волнового фронта $\vec{v}$ – взаимно перпендикулярны и составляют правовинтовую систему (рис. 4.1).

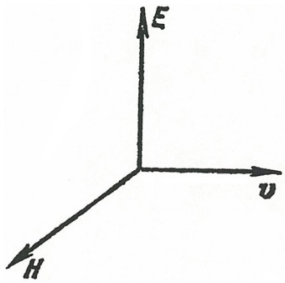


Рис. 4.1. Взаимное расположение векторов напряжённости электрического ($\vec{\boldsymbol{E}}$) и магнитного ($\vec{\boldsymbol{H}}$) полей, вектора скорости ($\vec{\boldsymbol{v}}$) в электромагнитной волне

Крест векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ может быть произвольно ориентирован относительно направления распространения волны. При этом луч не является осью симметрии электромагнитных волн. Для поперечных волн эта асимметрия характерна.

Обычно, говоря о колебаниях световой волны, подразумевают колебания электрического вектора, так как подавляющее число проявлений световых волн (их физиологическое и фотохимическое действия, явления фотоэффекта и люминесценции) определяются вектором $\vec{E}$.

Свет, испускаемый большинством источников (например, раскалёнными твёрдыми телами), непосредственно не обнаруживает свойств, выявляющих поперечный характер его колебаний.

В данных случаях мы имеем дело с колебаниями, плоскость которых меняется с большой быстротой и полной хаотичностью.

Причина хаотичности состоит в том, что излучение светящегося тела состоит из колебаний, испускаемых отдельными атомами. Каждое мгновенье в теле «гаснут» миллиарды атомов и «зажигаются» миллиарды новых атомов.

Излучение неподвижного атома состоит из колебаний, лежащих в одной плоскости, но:

1) атом может повернуться во время своего излучения;

2) на смену одному излучающему атому приходит другой, испускающий колебания, лежащие совсем в другой плоскости.

Свет со всевозможными ориентациями вектора $\vec{E}$ называется естественным светом.

Поперечность световых колебаний удаётся обнаружить лишь после того, как свет испытает некоторые изменения, например, отражение от границы прозрачной среды.

Свет с упорядоченным расположением колебаний электрического вектора называется поляризованным.

Свет, в котором электрический вектор $\vec{E}$ имеет единственное направление, т.е. колебания его лежат в одной плоскости, называется плоскополяризованным или линейно-поляризованным.

Поляризованный свет обладает своеобразными свойствами, выявляющими поперечный характер световых волн.

Естественный свет можно представить себе как линейно-поляризованный свет, колебания электрического вектора которого быстро и хаотически меняются с течением времени, или же смесью линейно-поляризованных лучей со всевозможными направлениями колебаний. Плоскость, в которой расположен электрический вектор и падающий луч, называется плоскостью колебаний поляризованного света. Плоскость, перпендикулярная к ней, называется плоскостью поляризации. В ней лежат магнитный вектор $\vec{H}$ и падающий луч.

4.1. Поляризация при отражении

Явление поляризации света, т.е. выделение световых волн с определённой ориентацией электрического вектора, имеет место при отражении и преломлении света на границе двух изотропных диэлектриков.

Рассмотрим следующий опыт. Пусть луч *AB* отражается в точке *B* от стеклянной плоской поверхности S_1 под углом α, а затем вторично отражается в точке *C* от другой стеклянной поверхности S_2 под тем же углом α (рис. 4.2).

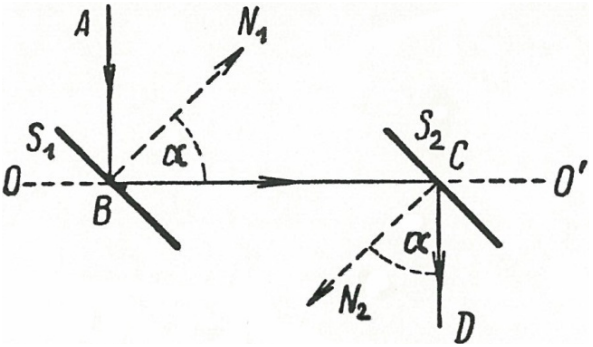


Рис. 4.2. Поляризация света при отражении от двух стеклянных поверхностей

При поворачивании поверхности S_2 около оси *OO'*, совпадающей по направлению с падающим лучом *BC*, угол падения остаётся неизменным, а меняется лишь положение плоскости падения света на поверхность S_2.

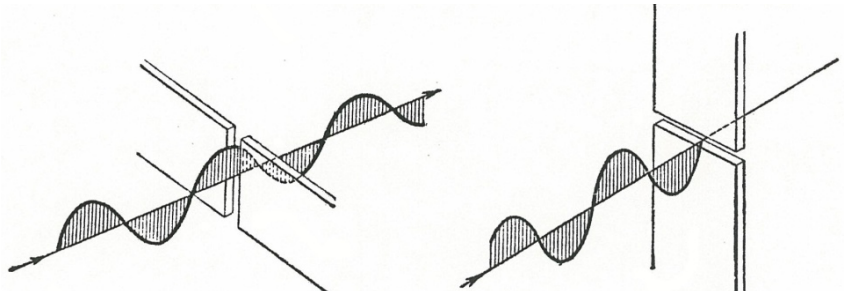
Опыт показывает, что интенсивность луча *CD* зависит от относительного положения обеих плоскостей падения (плоскости падения луча *AB* на S_1 и луча *BC* на S_2).

Луч *CD* имеет максимальную интенсивность, когда плоскости падения параллельны друг другу, и минимальную интенсивность – когда они перпендикулярны друг другу.

Таким образом, после первого отражения свет стал обнаруживать зависимость интенсивности лучей от ориентации плоскости падения, т.е. стал поляризованным.

В этом опыте ярко виден поперечный характер световых волн.

Рассмотрим аналогичный пример из механики: волны, бегущие по верёвке, раскачиваемой в вертикальной плоскости, будут свободно проходить сквозь вертикальную щель между двумя досками (рис. 4.3, *а*). Если же повернуть щель на 90°, то колебания приостановятся (рис. 4.3, *б*), т.е. щель их как бы «потушила».



а *б*

Рис. 4.3. Щель пропускает колебания, параллельные к её направлению (*а*); щель не пропускает колебания, перпендикулярные к её направлению (*б*)

Если в опыте с пластинками S_1 и S_2 менять угол α, то можно легко заметить, что при определённом значении угла α луч вовсе не отражается от второй пластинки. Этот эффект имеет место при взаимно перпендикулярно расположенных плоскостях падения пластин S_1 и S_2. Свет в таком случае называется полностью поляризованным.

По закону английского учёного Дэвида Брюстера свет полностью поляризуется при выполнении условия:

$$\operatorname{tg}\alpha = n, \tag{4.1}$$

где n – относительный показатель преломления (т.е. показатель преломления второй среды относительно первой среды).

Свет, отражённый от прозрачной поверхности под углом Брюстера, поляризован в плоскости падения, т.е. колебания электрического вектора перпендикулярны плоскости падения. Преломлённый луч поляризован преимущественно в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения, следовательно, колебания его электрического вектора лежат в плоскости падения.

Можно показать, что при падении света на границу двух прозрачных веществ под углом Брюстера отражённый и преломлённый лучи взаимно перпендикулярны (рис. 4.4).

При угле, не равном углу Брюстера, свет поляризован лишь частично. В таком случае в отражённом луче больше света с колебаниями электрического вектора, совершаемыми перпендикулярно плоскости падения, а в преломлённом луче – с колебаниями, лежащими в плоскости падения (рис. 4.5).

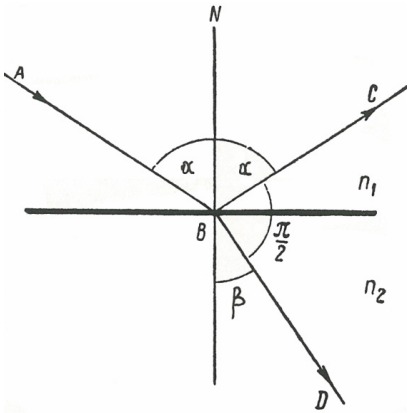


Рис. 4.4. При падении света под углом Брюстера отражённый луч $BC \perp$ к преломлённому лучу BD

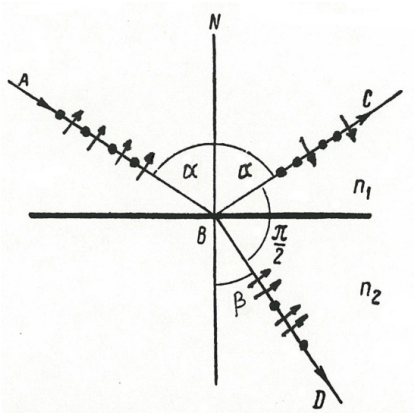


Рис. 4.5. При падении света не под углом Брюстера он поляризован лишь частично

При соединении отражённого и преломлённого света мы вновь получаем первичный неполяризованный пучок.

Таким образом, пластинки прозрачного диэлектрика как бы сортируют лучи естественного света, отражая по преимуществу

лучи с одним направлением колебания и пропуская лучи с перпендикулярными колебаниями. Доля поляризованного света в преломлённом пучке зависит от угла падения и от показателя преломления вещества.

При падении под углом Брюстера поляризация преломлённых лучей света максимальная, но далеко не полная. Так для обычного стекла она составляет примерно 15 %.

Значения интенсивности отражённого и прошедшего пучков будут равны между собой, каждая из них составит по половине интенсивности падающего пучка, если пренебречь поглощением в стекле.

Полное решение вопроса о доле поляризованного света, наблюдаемого при его отражении и преломлении на границе двух диэлектриков, дал Френель, однако данный вопрос в настоящем курсе не рассматривается.

4.2. Поляризация при двойном лучепреломлении

Поляризованный свет можно получить, используя явление двойного лучепреломления. Ещё в 1670 г. Эразм Бартоломинус наблюдал, что при прохождении через исландский шпат световой луч разбивается на два луча (двойное лучепреломление).

При выходе из кристалла (рис. 4.6) оба пучка имеют направления, параллельные первоначальному направлению. Если пучки достаточно узкие, а кристалл имеет достаточную толщину, то пучки пространственно разделены (рис. 4.6). Когда через такой кристалл рассматривается какой-либо объект, то он двоится (видны два объекта).

Большинство других прозрачных кристаллов обладают свойством двойного лучепреломления в той или иной мере. Однако не обнаруживают свойств двойного лучепреломления кристаллы, принадлежащие к кубической системе, например кристаллы каменной соли.

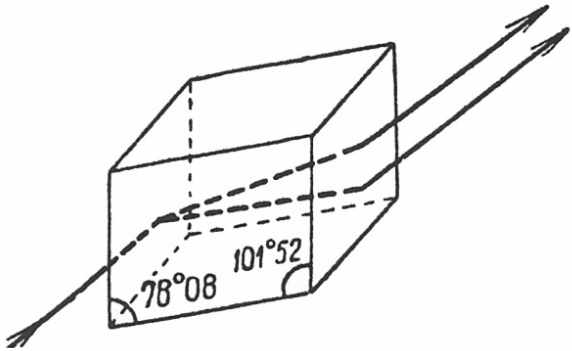


Рис. 4.6. Двойное лучепреломление
в кристалле исландского шпата

Если вырезать из такого кристалла плоскопараллельную пластинку и исследовать направление обоих лучей, возникающих внутри пластинки при двойном лучепреломлении, то можно убедиться в том, что для одного из них выполняется обычный закон преломления. Для такого луча $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n = const$, и преломлённый луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и с нормалью к плоскости падения в точке падения. Этот луч называется обыкновенным лучом.

Второй луч называется необыкновенным. Для необыкновенного луча отношение $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$ не остаётся постоянным при изменении угла падения. Даже при нормальном падении света на поверхность пластинки необыкновенный луч, вообще говоря, отклоняется от первоначального положения (рис. 4.7). Необыкновенный луч, как правило, не лежит в плоскости падения.

Оба луча (обыкновенный и необыкновенный) полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Меняя направление падающего луча, можно убедиться в том, что внутри кристалла существуют такие направления, вдоль которых луч распространяется, не разбиваясь на два.

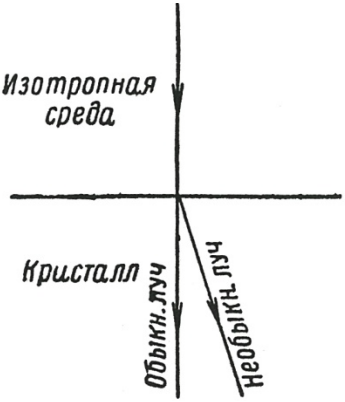


Рис. 4.7. Отклонение необыкновенного луча
при нормальном падении света на преломляющую грань кристалла

Прямая, проведённая через любую точку кристалла в направлении, в котором не происходит двойного лучепреломления, называется оптической осью. Плоскость, содержащая оптическую ось и данный луч, называется главным сечением или главной плоскостью кристалла, соответствующей этому лучу.

Через кристалл можно провести бесчисленное множество оптических осей, параллельных друг другу, и бесчисленное множество главных сечений. Линия пересечения любых двух главных сечений всегда является оптической осью.

Обыкновенный луч поляризован в плоскости соответствующего ему главного сечения, а необыкновенный луч – перпендикулярно к плоскости соответствующего ему главного сечения.

Кристаллы, имеющие лишь одно направление, вдоль которого не происходит двойного лучепреломления, называются одноосными. Если же кристалл обладает двумя такими направлениями, то он называется двуосным. В двуосных кристаллах оба луча не подчиняются обычному закону преломления: отношение синуса угла падения к синусу угла преломления не остаётся для них постоянным.

Кроме естественных твёрдых кристаллов, двойное лучепреломление дают так называемые жидкие кристаллы, аморфные тела при деформации и жидкости в электрическом поле.

В 1890 г. французский инженер Э. Малюс (Малю, Malus) установил формулы (закон Малю), определяющие интенсивность обыкновенного и необыкновенного лучей. Рассмотрим этот закон.

Пусть на кристалл падает естественный свет. Тогда преломлённые лучи (обыкновенный и необыкновенный) оказываются плоскополяризованными и обладающими одинаковыми значениями интенсивности.

Если же на кристалл падает свет, полностью поляризованный в какой-либо определённой плоскости, то в этом случае тоже возникнут два луча, но различной интенсивности.

Пусть AA' – плоскость, в которой колеблется электрический вектор в падающей волне. Эта плоскость перпендикулярна к плоскости поляризации падающего света (рис. 4.8). Пусть OO' – плоскость главного сечения обоих лучей. Обыкновенный луч поляризован в плоскости главного сечения, следовательно, его электрический вектор колеблется в плоскости BB', перпендикулярной к OO'. Амплитуда обыкновенного луча a_o равна проекции амплитуды a на направление BB':

$$a_o = a\cos\alpha, \tag{4.2}$$

где α – угол между плоскостями колебаний в падающем и преломлённом обыкновенном лучах (одновременно это и угол между плоскостями поляризации падающего и обыкновенного лучей).

Интенсивность обыкновенного луча составляет

$$I_o = I\cos^2\alpha. \tag{4.3}$$

Амплитуда необыкновенного луча равна

$$a_e = a\sin\alpha, \tag{4.4}$$

а его интенсивность составит

$$I_e = I\sin^2\alpha. \tag{4.5}$$

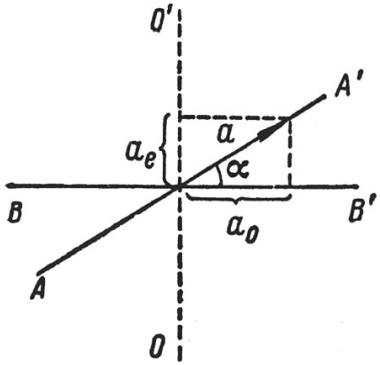


Рис. 4.8. Проходя через кристалл, луч раздваивается на два – обыкновенный и необыкновенный, имеющих разные амплитуды колебаний

Полная интенсивность обоих лучей равна интенсивности падающего луча, что и следует из закона сохранения энергии:

$$I = I\cos^2\alpha + I\sin^2\alpha. \qquad (4.6)$$

Формулы (4.3) и (4.5) являются законами (формулами) Малю (Малюса).

Полученные соотношения легко иллюстрировать на опыте. Пусть плоскополяризованный пучок света I падает нормально на грань AB кристалла, вырезанного в виде пластинки, оптическая ось которой не перпендикулярна к грани AB и не параллельна ей.

Пусть при этом необыкновенный луч отклонится в кристалле и выйдет из него параллельно обыкновенному лучу I_o. Оба луча дадут светлые кружки O и E на экране C (рис. 4.9).

При поворачивании кристалла вокруг оси, совпадающей с направлением обыкновенного луча I_o, кружок O на экране остаётся неподвижным, а кружок E перемещается вокруг него по кругу (рис. 4.9). При этом яркость обоих кругов меняется.

Если установить кристалл таким образом, чтобы его главное сечение было параллельным плоскости поляризации падающего

света ($a = a_o$; $\alpha = 0$), т.е. перпендикулярным плоскости колебаний, то луч I_o достигнет максимальной интенсивности, а луч I_e полностью погаснет.

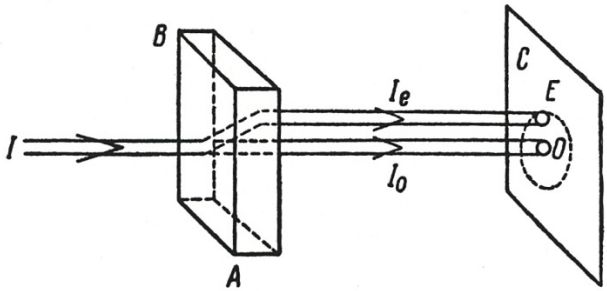


Рис. 4.9. Сравнение интенсивностей обыкновенного и необыкновенного лучей, возникающих из плоскополяризованного луча

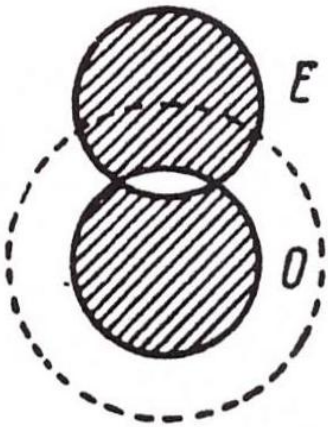


Рис. 4.10. Постоянство суммарной интенсивности обыкновенного и необыкновенного лучей

При дальнейшем поворачивании кристалла появится необыкновенный луч I_e, который достигнет максимальной интенсивности при $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ($a = a_e$), а обыкновенный луч в это время затухнет.

Заметим, что сумма интенсивностей обоих лучей остаётся неизменной, что достаточно легко проверить. Для этого нужно расширить падающий пучок света настолько, чтобы оба кружка (O и E) на экране C несколько перекрыли друг друга (см. рис. 4.10). При таком взаимном положении кружков при поворачивании кристалла интенсивность каждого из кружков меняется, однако область перекрытия обоих кружков свою интенсивность сохраняет неизменной, т.е. всё время остаётся одинаково яркой.

4.3. Волновые поверхности в одноосном кристалле

Явление двойного лучепреломления в кристаллах объясняется наличием свойства анизотропии в них: показатель преломления, а, следовательно, и скорость света ($v = \frac{c}{n}$), зависят от направления распространения световой волны и плоскости её поляризации. Для анизотропной среды волновая поверхность (т.е. поверхность, до которой за время t распространяется световое возбуждение, исходящее от источника S), вообще говоря, отлична от сферической, характерной для изотропной среды. В изотропной среде скорость распространения световой волны v не зависит от направления.

Для обыкновенных лучей скорость распространения света, а следовательно, и показатель преломления во всех направлениях одинаковы, как и для изотропной среды, поэтому для этих лучей волновая поверхность имеет форму сферы.

Для необыкновенных же лучей скорость распространения света, как и показатель преломления, зависит от направления, поэтому волновая поверхность их не является сферической. Как установлено опытным путём, эта поверхность имеет форму эллипсоида. Данная волновая поверхность может быть представлена двумя случаями, которые иллюстрируют рис. 4.11, *а, б*.

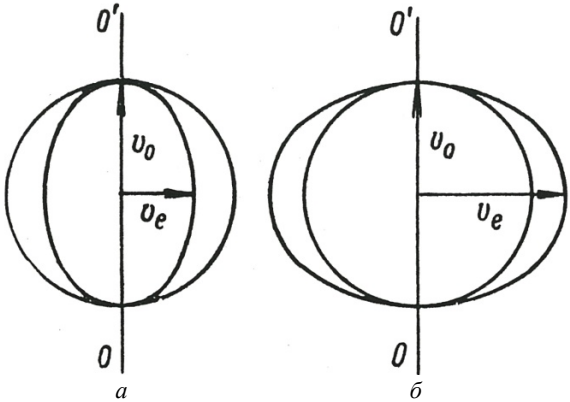


Рис. 4.11. Волновые поверхности в кристаллах:
а – положительном; *б* – отрицательном

Рассмотрим эти случаи.

1) скорость распространения колебаний, параллельных оптической оси, меньше, чем скорость распространения колебаний, перпендикулярных к оптической оси ($v_e \leq v_o, n_e > n_o$, так как $v = \frac{c}{n}$); для таких кристаллов большая полуось эллипсоидальной волновой поверхности совпадает с радиусом сферической волновой поверхности (рис. 4.11, *а*); такие кристаллы называются положительными;

2) скорость распространения колебаний, параллельных оптической оси, больше, чем скорость распространения колебаний, перпендикулярных к оптической оси ($v_e \geq v_o$, $n_e < n_o$); для таких кристаллов с радиусом сферической волновой поверхности совпадает малая полуось эллипсоида (рис. 4.11, *б*).

4.4. Нахождение обыкновенных и необыкновенных лучей в одноосном кристалле

Ход обыкновенных и необыкновенных лучей в кристалле можно определить, пользуясь принципом Гюйгенса.

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. Оптическая ось лежит в плоскости падения под косым углом к преломляющей грани кристалла.

Пусть на преломляющую грань кристалла падает плоский фронт волны *AB* (рис. 4.12). За время, в течение которого правый край фронта *B* распространится в первой среде до точки *D*, в кристалле около точки *A* возникнут две волновые поверхности – сфера и эллипсоид. Эти две поверхности соприкасаются друг с другом в направлении оптической оси *AO′*. От всех промежуточных точек *A* и *D* также возникнут волновые поверхности, но меньших размеров.

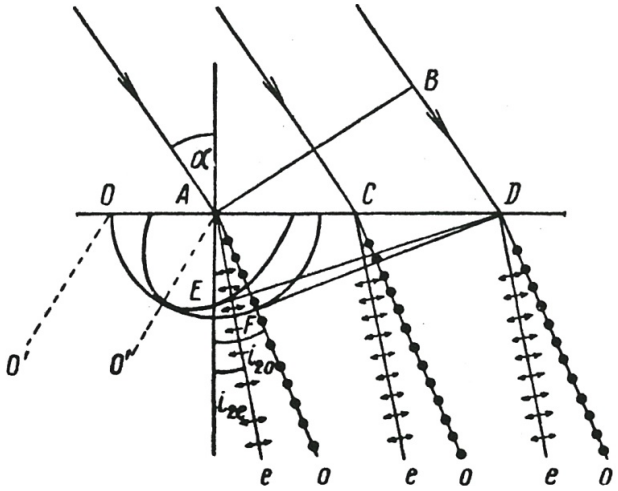


Рис. 4.12. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: оптическая ось *OO′* лежит в плоскости падения под косым углом к преломляющей грани

По принципу Гюйгенса мы должны провести две поверхности – касательную к сферам (*DF*) и касательную к эллипсоидам (*DE*).

Первая из них даёт фронт преломлённой обыкновенной волны, вторая – фронт преломлённой необыкновенной волны.

Обыкновенные преломлённые лучи получим, проведя линии из точки *A* к местам касания сферических поверхностей с плоскостью

DF. Необыкновенные преломлённые лучи получим, проведя линии из точки *A* к местам касания эллипсоидальных поверхностей с плоскостью *DE*.

2. Свет падает нормально к преломляющей грани кристалла. Оптическая ось *OO′* составляет косой угол с преломляющей гранью кристалла (лежит в плоскости падения) (рис. 4.13).

В данном случае около всех точек *A*, *C* и *D* возникнут сферические волновые поверхности одинакового радиуса. Волновой фронт обыкновенной волны в кристалле пойдёт параллельно падающему фронту, обыкновенные лучи *A*, *C* и *D* пересекут грань кристалла, не преломившись.

Волновой фронт необыкновенной волны также параллелен падающему фронту, но точки его касания с эллипсоидальными волновыми поверхностями сдвинуты относительно точек *A*, *C* и *D*. Это ведёт к отклонению необыкновенных лучей от их первоначального направления.

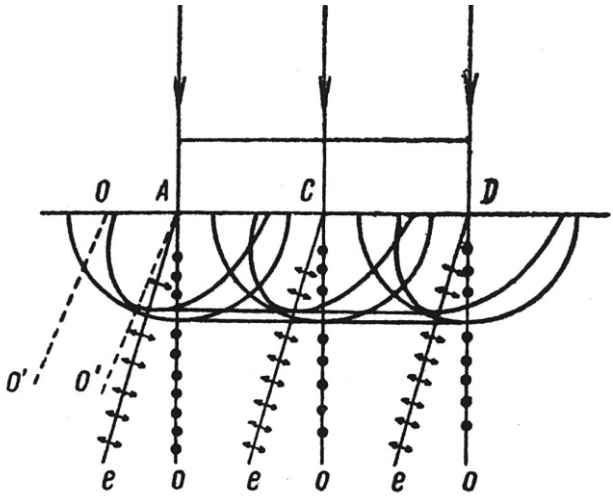


Рис. 4.13. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: свет падает нормально к преломляющей грани; оптическая ось *OO′* составляет косой угол с преломляющей гранью

3. Оптическая ось параллельна преломляющей грани и перпендикулярна к плоскости падения (рис. 4.14).

В данном случае плоскость падения совмещена с плоскостью чертежа. Оптическая ось *OO′* перпендикулярна к плоскости чертежа. Оптическая ось является осью вращения эллипсоидальной поверхности, поэтому сечения волновых поверхностей в плоскости чертежа имеют вид кругов. В данном случае необыкновенный луч подчиняется закону преломления.

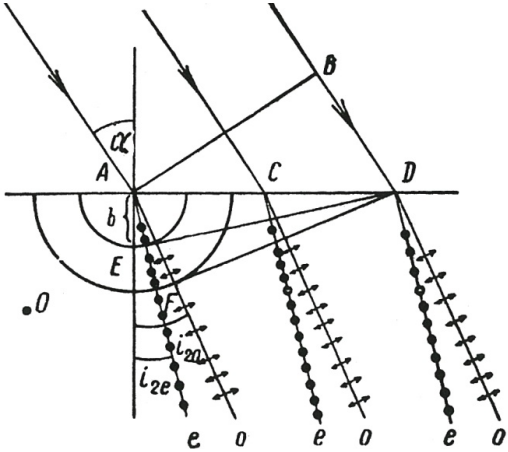


Рис. 4.14. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: оптическая ось *OO′* параллельна преломляющей грани и перпендикулярна к плоскости падения

4. Оптическая ось параллельна преломляющей грани и плоскости падения света (рис. 4.15).

В данном случае из точки *A* внутрь кристалла распространяются сферическая и эллипсоидальная волновые поверхности, точки касания которых лежат на преломляющей поверхности кристалла в плоскости падения.

Если мы проведём из точки *C* касательные плоскости *CF* и *CE*, то получим фронты обыкновенной и необыкновенной преломлённых волн.

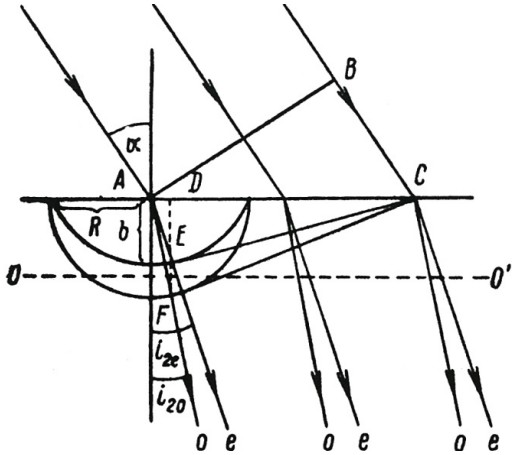


Рис. 4.15. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: оптическая ось *OO'* параллельна преломляющей грани и плоскости падения

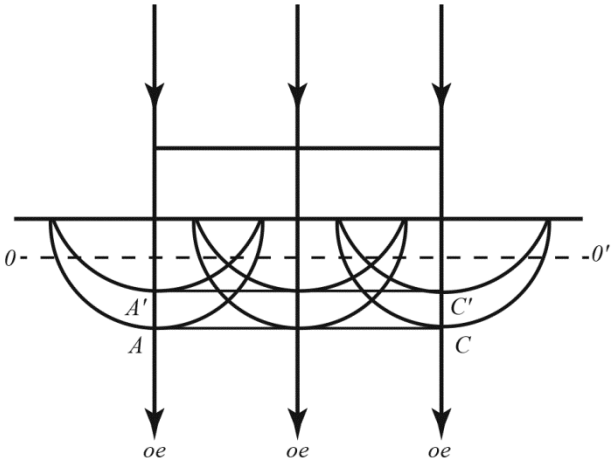


Рис. 4.16. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: оптическая ось *OO'* параллельна преломляющей грани. Свет падает нормально на преломляющую грань

Сечение необыкновенной волновой поверхности плоскостью чертежа является эллипсом. Его большая полуось совпадает с радиусом сферы R (положительный кристалл), малая полуось b к ней перпендикулярна.

5. Оптическая ось параллельна преломляющей грани. Свет падает нормально на преломляющую грань (рис. 4.16).

В данном случае обыкновенный и необыкновенный лучи идут, не преломившись, и будут распространяться в одном направлении. За счёт того, что фронты обыкновенной (AC) и необыкновенной ($A'C'$) волн не совпадут, возникает разность хода лучей.

4.5. Поляризационные приборы

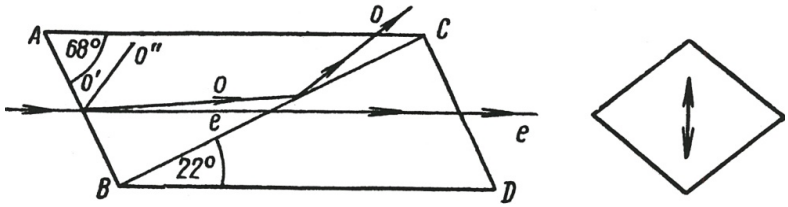
Для получения из естественного света плоскополяризованного света можно воспользоваться либо поляризацией при отражении под углом Брюстера, либо двойным лучепреломлением в каком-либо кристалле. Оба этих способа, использованные непосредственно, малоудобны. Дело в том, что при отражении под углом Брюстера отражается лишь небольшая часть падающего света, поэтому полученный плоскополяризованный луч имеет малую интенсивность. При двойном лучепреломлении, если только толщина кристалла не очень велика, расхождение обоих лучей незначительно. Для увеличения расхождения лучей используются более сложные системы из кристаллов. Рассмотрим одну из них.

1. Призма Николя (сокращённо – николь).

Призма состоит из двух прямоугольных призм исландского шпата (рис. 4.17, *а*). Острые углы этих призм составляют 68° и 22°. Вдоль катета BC составляющие призмы склеены канадским бальзамом. Оптическая ось $O'O''$ лежит в плоскости чертежа под углом 48° к грани BA (аналогично и во второй призме).

В первой призме падающий луч разбивается на два луча. Обыкновенный луч падает на слой канадского бальзама BC под

углом 76°, что больше угла полного внутреннего отражения. Показатель преломления канадского бальзама n = 1,550, что меньше показателя преломления для обыкновенного луча в исландском шпате (n_o = 1,658). Поскольку, кроме того, и угол падения (76°) превышает значение угла полного внутреннего отражения, обыкновенный луч испытывает здесь полное внутреннее отражение. В результате обыкновенный луч не попадает во вторую призму и выходит через грань *AC*.



а *б*

Рис. 4.17. Призма Николя

Показатель преломления необыкновенного луча меньше показателя преломления канадского бальзама, поэтому он не может испытывать полного внутреннего отражения и проходит сквозь вторую призму.

Таким образом, через обе призмы из двух лучей проходит только один – необыкновенный луч. Обыкновенный же луч может быть поглощён зачернённой поверхностью оправы призмы.

В сечении призма имеет вид ромба (рис. 4.17, *б*). Электрический вектор в прошедшем свете колеблется в направлении, параллельном короткой диагонали ромба. Это направление указано стрелкой на рис. 4.17, *б*.

Недостатком призмы Николя является непрозрачность канадского бальзама для ультрафиолетовых лучей, поэтому эта призма может быть использована только для получения плоскополяризованного света в видимых лучах.

4.6. Интерференция поляризованного света. Эллиптическая и круговая поляризация

Как уже отмечалось выше, в естественном луче всё время происходят хаотические изменения направления плоскости колебаний электрического вектора.

Если представить естественный луч как сумму двух взаимно перпендикулярных колебаний, то необходимо считать разность фаз этих колебаний, также хаотически меняющиеся во времени.

Таким образом, если из одного и того же естественного луча мы получим два луча, взаимно перпендикулярно поляризованных (обыкновенный и необыкновенный), то эти два луча оказываются некогерентными и в дальнейшем уже не могут интерферировать между собой.

Однако обыкновенный и необыкновенный лучи, возникающие из одного и того же поляризованного луча, когерентны, т.е. у них постоянная разность фаз.

Если происходят колебания в двух таких лучах во взаимно перпендикулярных направлениях, то при их сложении не получится интерференции с характерным для неё чередованием максимумов и минимумов. Эти колебания складываются как два взаимно перпендикулярных колебательных движения, что приводит к возникновению колебаний эллиптического характера.

Важно заметить, что интерференция возникает лишь в том случае, если колебания во взаимодействующих лучах совершаются вдоль одного и того же направления. Иными словами, для получения интерференции при сложении двух когерентных лучей, полученных из плоскополяризованного света, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, необходимо придать колебаниям в этих лучах одинакового направления. Для достижения указанной цели данные лучи следует пропустить через поляризатор, установленный так, чтобы его плоскость не совпадала с плоскостью колебаний ни одного из лучей.

Рассмотрим результат сложения двух когерентных световых волн, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных направлениях, имеющих разную амплитуду и обладающих некоторой разностью фаз.

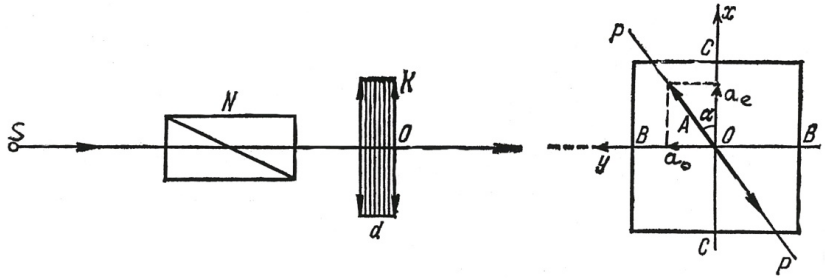


Рис. 4.18. Схема получения эллиптически-поляризованного света. *S* – источник света, *K* – кристаллическая пластинка; справа – разложение светового вектора по главным направлениям пластинки

Практически это можно получить следующим образом. Свет определённой длины волны, точнее, определённого спектрального интервала проходит через поляризатор *N* (рис. 4.18). При этом свет становится линейно-поляризованным. Затем он проходит через кристаллическую пластинку *K* толщиной *d*, вырезанную из одноосного кристалла параллельно его оптической оси (свет падает нормально к боковой поверхности *K*).

Сквозь пластинку будут распространяться в одном направлении, но с разными скоростями, две волны. Они поляризованы в двух взаимно перпендикулярных направлениях, которые принято называть главными направлениями кристаллической пластинки. Речь идёт об обыкновенном и необыкновенном лучах. Тогда амплитуды колебаний обыкновенного и необыкновенного лучей при прохождении через кристаллическую пластинку составят

$$a_o = A\sin\alpha \tag{4.7}$$

$$a_e = A\cos\alpha, \tag{4.8}$$

где A – амплитуда колебаний электрического вектора в луче, падающем на кристаллическую пластинку.

Пройдя через пластинку толщиной d, эти лучи приобретут разность хода

$$\Delta = (n_o - n_e)\, d, \tag{4.9}$$

где n_o – показатель преломления обыкновенного луча; n_e – показатель преломления необыкновенного луча.

Разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами составит

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)\, d. \tag{4.10}$$

Как мы знаем, при сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний одного и того же периода получается эллиптическое колебание:

$$\frac{x^2}{a_e^2} + \frac{y^2}{a_o^2} - \frac{2xy}{a_e a_o}\cos\delta = \sin^2\delta. \tag{4.11}$$

Таким образом, после прохождения линейно-поляризованного света через кристаллическую пластинку мы получаем, вообще говоря, световую волну, концы векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ которой описывают эллипсы. Такой свет называется эллиптически поляризованным.

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. Пластинка в $\frac{1}{4}$ волны.

Толщина пластинки такова, что разность хода двух волн (обыкновенной и необыкновенной) составляет четверть световой волны:

$$\Delta = (\mathrm{n_o} - \mathrm{n_e})\, d = \frac{1}{4}\lambda = \left(\mathrm{m} + \frac{1}{4}\right)\lambda, \tag{4.12}$$

где $m = 0,1,2,\ldots$

Тогда разность фаз составит

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{1}{4}\lambda = \frac{\pi}{2}, \tag{4.13}$$

и уравнение эллипса примет вид

$$\frac{x^2}{a_e^2} + \frac{y^2}{a_o^2} = 1. \qquad (4.14)$$

Уравнение (4.14) описывает эллипс, приведённый к главным осям.

Если $\alpha = 45°$, т.е. $a_o = a_e$, то получим

$$x^2 + y^2 = a^2. \qquad (4.15)$$

Уравнение (4.15) – уравнение окружности, т.е. свет поляризован по кругу.

Иными словами, для получения света, поляризованного по кругу, необходимо пропустить линейно-поляризованный свет через пластинку в $\frac{1}{4}\lambda$ так, чтобы плоскость поляризации первоначальной волны составляла 45° с главными направлениями пластинки (с её оптической осью).

Для осуществления разности хода в $\frac{1}{4}$ волны можно применить слюдяную пластинку толщиной 27 мкм (для жёлтого света, испускаемого натриевым пламенем).

В зависимости от ориентации пластинки в $\frac{1}{4}\lambda$ получаемая разность фаз равна $+\frac{\pi}{2}$ или $-\frac{\pi}{2}$. В зависимости от этого результирующий вектор вращается против часовой стрелки (влево) или по часовой стрелке (вправо). Различают поэтому левую и правую эллиптическую (или круговую) поляризацию.

2. Пластинка в $\frac{1}{2}\lambda$.

В данном случае разность хода обыкновенной и необыкновенной волн составит

$$\Delta = (n_o - n_e)\, d = \frac{1}{2}\lambda = \left(\mathrm{m} + \frac{1}{2}\right)\lambda\,, \qquad (4.16)$$

где $m = 0, 1, 2, \ldots,$ т.е. $\delta = \pi$ или $\delta = \pi m$.

Итак, эллипс «вырождается» в прямую:

$$\frac{x}{a_e} + \frac{y}{a_0} = 0 \tag{4.17}$$

или

$$x = -y\frac{a_e}{a_o}. \tag{4.18}$$

Таким образом, свет остаётся линейно-поляризованным, но плоскость колебаний поворачивается на угол 2α, так как разность фаз между колебаниями в выходящих лучах равен π;

На рис. 4.19: A – амплитуда колебаний электрического вектора в луче, входящем в пластинку; A' – амплитуда колебаний электрического вектора луча, вышедшего из пластинки; a_e – амплитуда колебаний электрического вектора у необыкновенного луча; a_o – амплитуда колебаний электрического вектора у обыкновенного луча. Итак, при выходе из кристалла разность фаз между колебаниями изменилась на π.

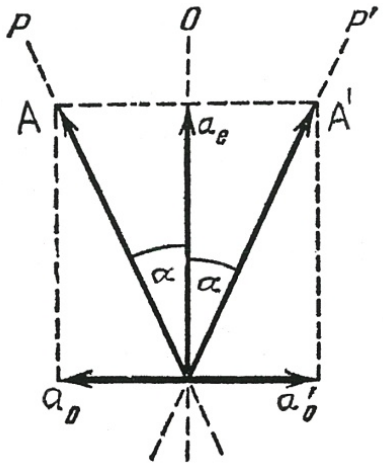


Рис. 4.19. Прохождение плоскополяризованного света через пластинку в полволны

3. Пластинка, дающая разность хода между обыкновенным и необыкновенным лучами, равную длине световой волны. Такая пластинка называется пластинкой в целую длину световой волны.

$$\Delta = (n_o - n_e)\, d = \lambda \tag{4.19}$$

или

$$\Delta = (n_o - n_e)\, d = m\lambda, \tag{4.20}$$

где m = 0, 1, 2, …, т.е.

$$\delta = 2\pi \tag{4.21}$$

или

$$\delta = 2\pi m. \tag{4.22}$$

В данном случае эллипс перерождается в прямую:

$$\frac{x}{a_e} - \frac{y}{a_0} = 0, \tag{4.23}$$

$$x = \frac{a_e}{a_o} y. \tag{4.24}$$

Таким образом, луч остаётся линейно-поляризованным без изменения направления колебаний.

Из приведённых выше частных случаев наиболее интересным является случай пластинки в $\frac{1}{4}\lambda$. С помощью такой пластинки можно из плоскополяризованного луча получить эллиптически поляризованный свет или свет, поляризованный по кругу. Возможен и обратный процесс – из эллиптически поляризованного луча или луча, поляризованного по кругу, с помощью пластинки в $\frac{1}{4}\lambda$ можно получить плоскополяризованный свет.

Этим пользуются, чтобы отличить свет, поляризованный эллиптически, от частично поляризованного света или свет, поляризованный по кругу, от света естественного.

Действительно, если мы имеем эллиптически поляризованный свет и на его пути введём пластинку в $\frac{1}{4}\lambda$, соответственно её ори-

ентировав, то эллиптически поляризованный свет превратится в свет, прямолинейно поляризованный. Далее его можно «потушить» николем.

Если же свет поляризован частично, то он не претерпит изменений при прохождении через пластинку в $\frac{1}{4}\lambda$.

Свет, поляризованный по кругу, можно отличить от естественного света на основании того, что при прохождении его через пластинку в $\frac{1}{4}\lambda$ он будет «тушиться» николем.

4.7. Цвета кристаллических пластинок и интерференция поляризованных лучей

Рассмотрим явления в параллельных и сходящихся лучах.

1. Явления в параллельных лучах.

Поместим кристаллическую пластинку (рис. 4.20) между двумя поляризаторами (пластинка вырезана параллельно оптической оси).

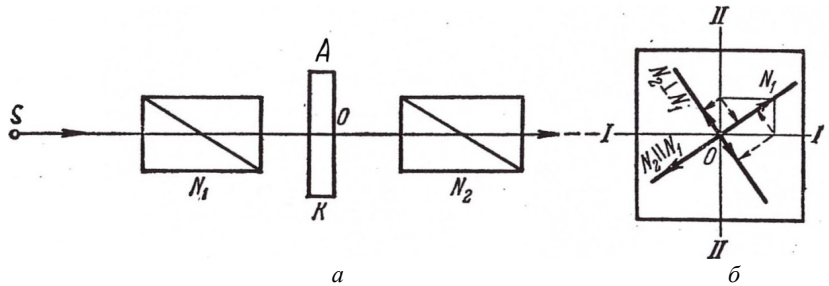


Рис. 4.20. Схема расположения для наблюдения цветов кристаллической пластинки в параллельных лучах (*а*) и диаграмма разложения колебаний по главным направлениям пластинки (*б*)

Поляризатор N_1 создаёт поляризованный свет. Это необходимо для того, чтобы волны были когерентны. В кристаллической пла-

стинке K возникают два луча (обыкновенный и необыкновенный) с некоторой разностью фаз. Лучи идут вдоль одного и того же направления, но с разными скоростями.

Поляризатор N_2 (анализатор) пропускает волны лишь с колебаниями, лежащими в определённой плоскости (вдоль одного и того же направления), т.е. обеспечивает возможность интерференции.

Действительно, колебания лучей, вышедших из пластинки, взаимно перпендикулярны. Сложение их даёт поэтому эллиптически поляризованный свет, т.е., вообще говоря, если бы не было поляризатора N_2, то пластинка казалась бы равномерно освещённой. Если же после кристаллической пластинки помещается второй поляризатор (N_2), то он пропускает от каждой волны лишь слагаемую колебаний, параллельную главной плоскости поляризатора N_2. Таким образом, в обеих волнах остаются лишь колебания, лежащие в одной плоскости. Понятно, что при сложении таких одинаково направленных когерентных колебаний возможна интерференция.

Пусть на пути светового пучка, идущего от источника, поставлен светофильтр для того, чтобы выделить область некоторой определённой длины волны или в небольшом диапазоне вокруг некоторой длины волны. Тогда на поверхности пластинки неравномерной толщины обнаруживается распределение светлых и тёмных пятен.

Этот случай интерференции в какой-то мере аналогичен случаю интерференции в тонких плёнках, при котором получаются полосы равной толщины.

При поворачивании одного из поляризаторов на 90° светлые места становятся тёмными.

В случае белого света пластинка испещрена цветными пятнами. При повороте одного из поляризаторов на 90° цвета сменяются на дополнительные.

Если убрать один из поляризаторов, то исчезают всякие следы интерференционной картины, и поверхность пластинки оказывается освещённой равномерно.

Пусть I и II – направления, по которым совершаются колебания в обыкновенном и необыкновенном лучах в кристаллической пластинке K.

Если поляризатор N_2 параллелен N_1, то обыкновенный и необыкновенный лучи выходят из второго поляризатора N_2 с той же разностью фаз, с которой они были в пластинке K. Действительно, колебания электрического вектора в N_1 – A, а в кристаллической пластинке – a_o и a_e; затем их проектируем на N_2 параллельно N_1, получая a'_o и a'_e, направленные снова вдоль N_1 в одну и ту же сторону.

Если N_2 перпендикулярен N_1, то при проектировании колебаний a_o и a_e на главную плоскость N_2 сообщается дополнительная разность фаз, равная π (т.е. a''_o и a''_e направлены уже в противоположные стороны).

В результате при N_2, расположенном параллельно N_1, и при N_2, расположенном перпендикулярно N_1, распределение освещённостей в наблюдаемых картинах получается взаимно дополнительными, т.е. максимальные значения освещённости сменяются минимальными и т.д.

Если направления I или II совпадают с главной плоскостью поляризаторов N_1 или N_2, то из аппарата выходит только одна волна, следовательно, интерференции не будет.

Действительно, если вращать пластинку K, то интерференционная картина исчезнет всякий раз, когда направления I или II становятся параллельными одной из главных плоскостей N_1 или N_2. Таким путём можно определить главные направления I и II в кристаллической пластинке.

Если между скрещёнными поляризаторами N_1 и N_2 (которые не пропускают свет, т.е. поле тёмное) введён слой вещества, хотя бы в слабой степени анизотропного, то поле зрения становится несколько более светлым в случае монохроматического света или даёт более или менее прихотливое окрашивание в случае белого света.

Поворот объекта приводит к изменению интерференционной картины. Например, таким методом можно обнаружить слабую анизотропию в кусках стекла и других материалов, изотропных в обычных условиях, но подвергнутых каким-либо деформациям вследствие сжатия или неравномерного нагрева.

2. Явления в сходящихся пучках лучей.

В этом случае интерференционная картина получается гораздо сложнее, чем описанная выше.

Разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, полученная при прохождении через пластинку K, составит

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{\cos\varphi}(n_o - n_e), \tag{4.25}$$

где $\Delta = \frac{d}{\cos\varphi}(n_o - n_e)$ – разность хода лучей; d – толщина пластинки, φ – угол между волновой нормалью (т.е. лучом) и нормалью к поверхности пластинки (рис. 4.21), т.е. $\frac{d}{\cos\varphi}$ – геометрическая длина пути света внутри пластинки, $\cos\varphi = \frac{d}{l}$, $l = \frac{d}{\cos\varphi}$.

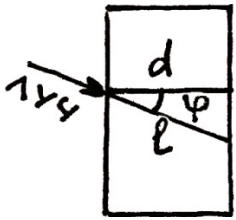


Рис. 4.21. Пример, объясняющий явления в сходящихся пучках

Рассмотрим простейший случай, когда конус сходящихся световых пучков от протяжённого источника света падает на плоскопараллельную пластинку одноосного кристалла, вырезанную перпендикулярно к оптической оси, причём ось конуса совпадает с оптической осью кристалла (рис. 4.22).

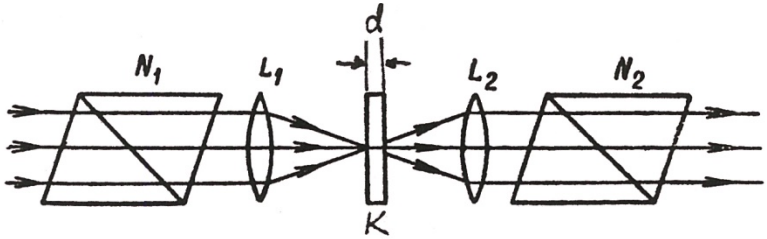


Рис. 4.22. Кристаллическая пластинка в сходящихся лучах

Разность фаз для обыкновенного и необыкновенного лучей определяется значением угла φ при фиксированном значении *d*. Таким образом, мы имеем дело со случаем интерференции, в какой-то мере аналогичным тому, при котором получаются линии равного наклона.

Интерференционную картину можно наблюдать в фокальной плоскости *F* линзы L_2 на расположенном в ней экране. Поскольку явление происходит в поляризованном свете, то у него проявляется своя специфика.

Картина, разумеется, будет обладать аксиальной симметрией; в фокальной плоскости объектива она должна иметь вид концентрических светлых и тёмных окружностей (в белом свете окружности окрашены). Точки, соответствующие одинаковым разностям фаз δ, расположены по концентрическим окружностям, которые в зависимости от значения величины δ будут тёмными или светлыми.

Светлые окружности будут соответствовать тем местам на экране, на которые падают вышедшие из пластинки лучи, поляризованные так, что колебания их светового вектора совпадают с главным сечением (направлением) анализатора (николь пропускает лучи, в которых колебания электрического вектора лежат в плоскости его главного сечения). Для данного николя эти лучи – необыкновенные лучи, он их пропускает.

Тёмные окружности соответствуют местам на экране, на которые падают выходящие из пластинки *K* лучи. Их электрический

вектор перпендикулярен к плоскости главного сечения николя – анализатора. Для данного николя эти лучи – лучи обыкновенные, которые он не пропускает.

Кроме концентрических окружностей вся интерференционная картина «перерезана» крестом:

а) светлым «мальтийским крестом», если $N_1 \parallel N_2$;

б) тёмным «мальтийским крестом», если $N_1 \perp N_2$.

Крест представляет собой область, где интерференция отсутствует. В этих направлениях распространяется только одна поляризованная волна (обыкновенная или необыкновенная).

Лучи, входящие в пластинку K с колебаниями, параллельными главной плоскости или перпендикулярные к ней, не разделяются на две слагающие и при $N_2 \perp N_1$, не будут пропущены анализатором. В этих плоскостях получится тёмный крест. Если же $N_2 \parallel N_1$, то получится светлый крест.

Рассмотрим подробнее образование креста.

Пусть (рис. 4.23) AB – плоскость колебания луча, прошедшего через N_1. Радиусы окружностей являются следами плоскостей падения для соответствующих лучей (в пластинке K). Тогда луч, попадающий в точку E, разложится на необыкновенный, электрические колебания которого направлены по радиусу (в плоскости падения) – a_e и обыкновенный – a_o, колебания электрического вектора которого перпендикулярны радиусу (в плоскости, перпендикулярной плоскости падения).

Для двух направлений – AB и CD один из лучей пропадает:

– для AB – это обыкновенный луч, т.е. остаётся лишь необыкновенный луч с направлением колебаний AB;

– для CD – это необыкновенный луч, т.е. остаётся лишь обыкновенный луч с направлением колебаний AB.

Итак, у обоих направлений (AB и CD) остаётся луч только с одним и тем же направлением колебаний электрического вектора (интерференция отсутствует), лежащего в плоскости главного сечения N_1.

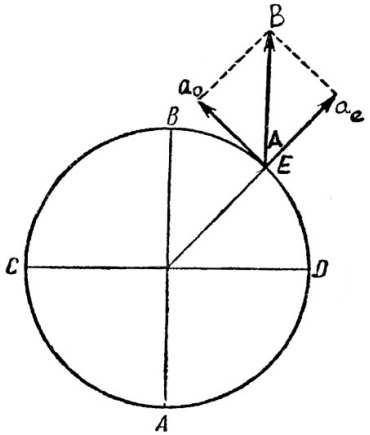


Рис. 4.23. Разложение колебаний в кристалле

Именно поэтому, как было указано выше, если $N_2 \parallel N_1$, то николь N_2 пропускает эти колебания – крест светлый. Если же $N_2 \perp N_1$, то николь N_2 «погасит» эти колебания – крест тёмный.

4.8. Вращение плоскости поляризации

Мы видели, что вдоль оптической оси свет распространяется в кристалле так же, как и в изотропной среде, т.е. не даёт двойного лучепреломления.

Вместе с тем было замечено, что в кристаллах кварца распространение света вдоль оптической оси отличается от его распространения в изотропной среде. Оказалось, что плоскополяризованный свет, распространяясь в кристалле кварца вдоль оптической оси, поворачивает плоскость поляризации.

Это явление называется вращением плоскости поляризации. Оно наблюдается ещё и в ряде других кристаллов и, кроме того, в некоторых жидкостях.

Вещества, вращающие плоскость поляризации, называются оптически активными.

Поместим пластинку кварца, вырезанную перпендикулярно оптической оси (OO'), между двумя скрещенными николями (рис. 4.24). Обычно поле при этом тёмное, однако в данном случае можно заметить, что поле просветляется. Если повернуть второй николь на некоторый угол, то поле снова можно сделать тёмным. Это указывает на то, что при введении указанной пластинки между николями свет остался плоскополяризованным (не приобрёл эллиптической поляризации), но плоскость его поляризации повернулась на некоторый угол.

Полностью «потушить» свет при вращении второго николя удаётся лишь при освещении монохроматическим светом.

Если же при наличии такой пластинки между скрещенными николями освещение осуществляется белым светом, то получается окрашенное поле, причём при повороте одного из николей окраска поля меняется. Это говорит о существовании дисперсии вращательной способности (зависимости вращательной способности от длины волны).

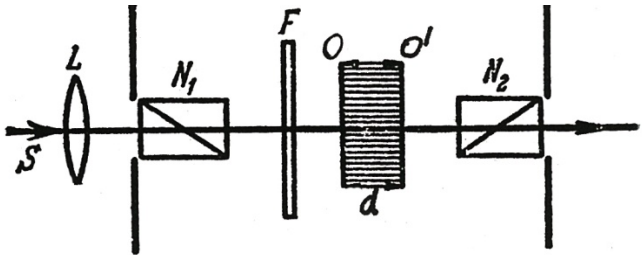


Рис. 4.24. Схема наблюдения вращения плоскости поляризации в кристалле. N_1 и N_2 – поляризационные призмы, F – светофильтр, OO' – пластинка кристаллического кварца, вырезанная перпендикулярно к оптической оси

Угол вращения плоскости поляризации $\Delta\varphi$ пропорционален толщине пластинки. Вращение в кварце довольно значительно.

Так, например, грубые измерения, сделанные с фильтрами, показывают, что кварцевая пластинка толщиной 1 мм вращает плоскость поляризации на следующие углы: для красного света на 15°, жёлтого – на 21°, зелёного – на 27°, синего – на 33°, фиолетового – на 51°.

В ультрафиолетовой области спектра вращение плоскости поляризации ещё больше: та же пластинка поворачивает плоскость поляризации лучей с длиной волны λ = 0,2147 мкм на 236°.

$$\Delta\varphi = \alpha d, \tag{4.26}$$

где Δφ – угол поворота, d – толщина пластинки, α – вращательная способность (коэффициент, зависящий от λ, T и природы вещества).

Для растворов формула (4.26) приобретает вид

$$\Delta\varphi = \alpha c d, \tag{4.27}$$

где c – концентрация раствора.

Если смотреть навстречу лучу, то плоскость поляризации для данного кристалла может поворачиваться лишь в одном направлении:

а) для одних веществ направо, т.е. по часовой стрелке (правовращающие вещества);

б) для других веществ налево, т.е. против часовой стрелки (левовращающие вещества).

Кристаллы кварца встречаются в двух разновидностях: лево- и правовращающие. Они отличаются по своей внешней кристаллической форме – одни из них являются зеркальным отображением других.

Объяснение явления вращения плоскости поляризации дал Френель. Он допустил, что лучи, поляризованные по кругу с правым и левым направлением вращения, распространяются в кристалле с разной скоростью. При этом для правых веществ большее значение имеет скорость правокруговой волны, а для левых – левокруговой.

Для правых веществ $v_d > v_g$; $n_d < n_g$; для левых веществ $v_d < v_g$; $n_d > n_g$. Индексы в неравенствах связаны с начальными буквами слов *droit* – правый и *gauche* – левый (фр.).

Френель показал, что явление вращения плоскости поляризации сводится к особому типу двойного лучепреломления: плоскополяризованный свет разбивается в этом случае на два луча, поляризованных по кругу. Он проверил свои предположения с помощью специально продуманного опыта.

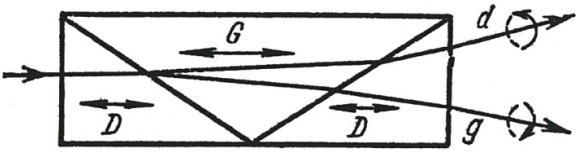


Рис. 4.25. Призма Френеля для иллюстрации общей теории вращения плоскости поляризации

Им была изготовлена сложная призма (рис. 4.25), состоящая из трёх призм: двух – из правовращающего кварца (D) и одной – из левовращающего кварца (G) (на рис. 4.25 оптические оси направлены вдоль стрелок).

Если сделанное предположение верно, т.е. $n_g > n_d$ для правого и $n_g < n_d$ для левого кварца, то линейно-поляризованный пучок света, проходя через такую призму, раздвоится, как показано на рис. 4.25. В результате из призмы выйдут два световых пучка: один из них поляризован по правому кругу (по часовой стрелке), другой – по левому кругу (против часовой стрелки). Опыт полностью подтвердил предположение Френеля.

Покажем, что доказанное Френелем двойное преломление в активных веществах для циркулярно-поляризованного света объясняет вращение плоскости поляризации.

Действительно, плоскополяризованный свет можно представить себе как совокупность двух циркулярно-поляризованных волн, правой и левой, с одинаковыми периодами и амплитудами.

Пусть в месте входа в слой вращающего вещества совокупность право-поляризованного и лево-поляризованного света эквивалент-

на плоскополяризованному свету с колебаниями по направлению *AA* (рис. 4.26). Значит, в этом случае вращающиеся электрические векторы правой и левой волн оказываются симметричными по отношению к плоскости *AA*, т.е. $\varphi_g = \varphi_d$.

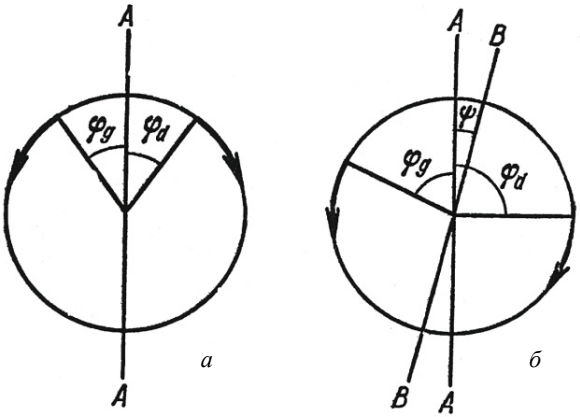


Рис. 4.26. К общей теории вращения плоскости поляризации

Рассмотрим, как будут ориентированы эти векторы по отношению к *AA* в любой точке среды.

Пусть $v_d > v_g$, т.е. левая волна распространяется с меньшей скоростью. В результате до какой-либо точки среды она дойдёт позднее, чем правая волна (отстанет по фазе). В этом случае в рассматриваемой точке среды электрический вектор правой волны будет повёрнут вправо на угол больший, чем левый вектор – влево. Таким образом, плоскостью, относительно которой оба вектора будут располагаться симметрично, станет теперь плоскость *BB*. Плоскость *BB* относительно прежней плоскости симметрии *AA* повёрнута вправо на угол ψ.

$$\varphi_d - \psi = \varphi_g + \psi, \tag{4.28}$$

$$\psi = \frac{1}{2}(\varphi_d - \varphi_g). \tag{4.29}$$

Из теории колебаний и волн известно, что фаза колебаний в уравнении волны запишется следующим образом:

$$\varphi = \omega\left(t - \frac{y}{v}\right). \tag{4.30}$$

В данном случае углы поворота светового вектора и являются этими фазами:

$$\varphi_d = \omega\left(t - \frac{y}{v_d}\right), \tag{4.31}$$

$$\varphi_g = \omega\left(t - \frac{y}{v_g}\right), \tag{4.32}$$

где $v_d = \frac{c}{n_d}$, $v_g = \frac{c}{n_g}$ – это фазовые скорости распространения правого и левого циркулярно-поляризованных лучей.

Отсюда найдём угол поворота плоскости поляризации ψ на глубине $y = l$:

$$\psi = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2} = \frac{\omega l}{2c}\left(n_g - n_d\right) = \frac{\pi l}{\lambda_0}\left(n_g - n_d\right), \tag{4.33}$$

так как

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{Tc} = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \tag{4.34}$$

где λ_0 – длина волны в вакууме.

Из формулы (4.33) ясно, что в веществах, для которых $n_g > n_d$, т.е. $v_g < v_d$, плоскость поляризации поворачивается вправо ($\varphi_d > \varphi_g$), а в веществах, для которых $n_g < n_d$, т.е. $v_g > v_d$, плоскость вещества поворачивается влево ($\varphi_\mathrm{d} < \varphi_g$), что и соответствует предположению Френеля.

Различие в скоростях распространения правого и левого лучей в активных веществах объясняется их строением:

1) твёрдые вещества могут существовать в двух модификациях – правой и левой; они зеркально симметричны;

2) для активных жидкостей наличие правовращающих и левовращающих жидкостей объясняется дисимметричным строением самих молекул.

Известным примером сказанного выше является сахарный раствор. Так молекулы сахара содержат несколько асимметричных атомов углерода. Различные группировки вокруг таких атомов могут приводить к разновидностям молекул, имеющих один и тот же молекулярный состав, но различное строение.

В настоящее время известны также активные соединения, содержащие в своих молекулах другие асимметричные атомы (кремний, фосфор, бор и др.).

Методы определения вращательной способности. В рассмотренных нами опытах кварцевая пластинка помещалась между скрещенными николями, и угол поворота плоскости поляризации определялся в результате двух ориентаций николя N_2 «на темноту»: в отсутствии и в присутствии активного вещества, т.е. при отсутствии раствора николи устанавливаются так, что их главные сечения взаимно перпендикулярны. При появлении раствора поле просветляется. Для того, чтобы поле снова стало тёмным, николь N_2 нужно повернуть на некоторый угол, который и определяет поворот плоскости поляризации в растворе. Этот метод довольно груб.

Более точно можно определить угол поворота плоскости поляризации в полутеневых устройствах. Этот прибор состоит из поляризатора и полутеневого анализатора, направления колебаний в двух половинах которого составляют между собой малый угол 2φ.

Простейший полутеневой анализатор устроен следующим образом. Обычная поляризационная призма (в форме ромба) разрезается вдоль по главному сечению. С каждой половины сошлифовывается по клинообразному слою с углом φ, примерно равному $\sim 2°30'$, затем половинки ромба вновь склеиваются (рис. 4.27). На рис. 4.27 показано, что главные сечения двух новых анализаторов (половинок) составляют между собой угол 2φ.

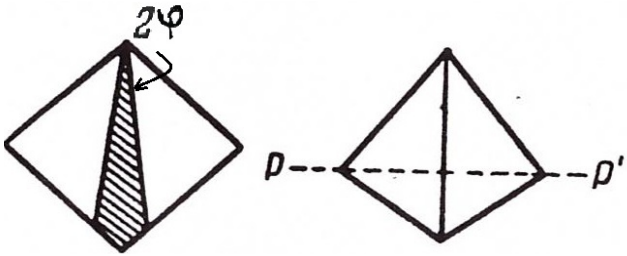


Рис. 4.27. Устройство простейшего полутеневого анализатора

Если плоскость колебаний PP света, выходящего из поляризатора, перпендикулярна биссектрисе угла между главными направлениями (сечениями) анализатора A_1 и A_2 (у каждой половинки теперь своё направление) (рис. 4.28), то обе половинки анализатора освещены одинаково:

$$I_1 = I_2 = I_0 \sin^2 \varphi, \tag{4.35}$$

где I_0 – интенсивность света, выходящего из поляризатора; I_1 и I_2 – интенсивность света, пропускаемого соответственно половинками анализатора. Если плоскость PP повернётся на малый угол α в положение $P'P'$, то

$$I_1 = I_0 \sin^2(\varphi + \alpha), \tag{4.36}$$

$$I_2 = I_0 \sin^2(\varphi - \alpha). \tag{4.37}$$

При малом значении угла φ даже небольшой поворот α приводит к явному нарушению равенства освещённости.

На рис. 4.29 показаны разные положения поляризатора и анализатора, приводящие к различным значениям освещённости.

Если после установки прибора на равенство освещённостей двух половинок анализатора поместить между поляризатором и анализатором исследуемое вещество, то обе половины поля зрения не будут освещены одинаково из-за поворота плоскости поляризации.

Для восстановления равенства значений освещённости нужно повернуть анализатор на угол α, который и будет равен углу поворота плоскости поляризации в исследуемом веществе.

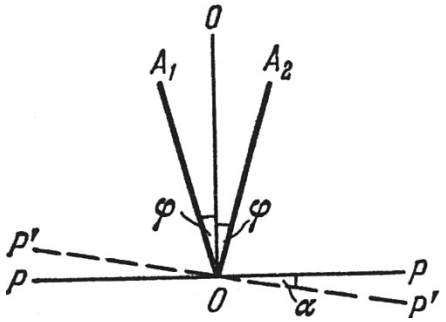


Рис. 4.28. Принцип действия полутеневого анализатора

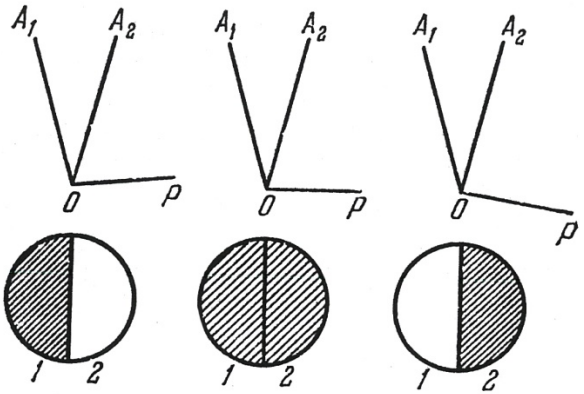


Рис. 4.29. Поле зрения полутеневого анализатора при разных положениях плоскости поляризации

Измерения вращательной дисперсии должно производиться в монохроматическом свете (например, может использоваться натриевая лампа или ртутная лампа с зелёным фильтром). При более грубых измерениях можно пользоваться цветными фильтрами, выделяющими какую-то область спектра.

С помощью полутеневых поляризаторов (примером могут служить сахариметры) можно определить концентрацию раствора по формуле

$$\Delta\varphi = \alpha c d. \tag{4.37}$$

При этом заранее следует определить постоянную вращения α для данных условий.

Поляриметры широко применяются в промышленности при производстве камфары, кокаина, никотина, сахара.

5. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

По классической теории электромагнитное излучение всех длин волн (свечение тел) обусловлено колебаниями электрических зарядов, входящих в состав вещества, т.е. электронов и ионов.

Колебание ионов (частиц с большой массой) соответствует излучению низкой частоты (инфракрасному излучению).

В результате движения электронов (частиц с малой массой) может возникать излучение с высокой частотой (видимое и ультрафиолетовое излучение).

Излучение может происходить за счёт различных видов энергии. При этом излучающее тело теряет часть своей энергии. Для того, чтобы излучение было длительным, необходимо пополнять убыль энергии.

Существует очень много видов излучения, которые можно разделить на два основные класса:

1) тепловое излучение, т.е. испускание электромагнитных волн за счёт внутренней энергии тел (тепловой энергии);

2) «люминесценция» – все остальные виды свечения, возбуждаемые за счёт любого вида энергии, кроме указанной выше внутренней (тепловой) энергии:

а) хемилюминесценция – процессы излучения, сопровождающие химические реакции; так, например, окисляющийся на воздухе фосфор светится за счёт энергии, выделяемой при химическом превращении; другим примером может служить свечение гниющего дерева, когда испускание лучистой энергии идёт параллельно с изменением химического состава вещества и уменьшением запаса его внутренней энергии;

б) фотолюминесценция – излучение, вызываемое освещением тела; в данном случае для поддержания свечения необходимо подводить к телу энергию в виде излучения от внешнего источника;

в) электролюминесценция – свечение газов и паров под действием проходящего через них электрического разряда; при этом энергия, необходимая для излучения, сообщается атомам и молекулам газа путём бомбардировки электронами, разгоняемыми электрическим полем разряда;

г) катодолюминесценция – свечение твёрдых тел под действием бомбардировки их электронами.

При тепловом излучении можно заставить тело светиться, сообщая ему необходимую энергию путём нагревания. При этом можно поддерживать излучение неизменным, пополняя убыль энергии соответствующим количеством тепла.

Тепловое излучение имеет место при любых температурах, но при низких температурах излучаются практически лишь инфракрасные волны.

Тепловое излучение, в силу определённых особенностей, можно противопоставить всем другим видам излучения.

Пусть излучающее тело окружено идеально отражающей, непроницаемой для излучения оболочкой. Тогда излучение, испускаемое телом, не рассеивается по всему пространству, а, отражаясь полностью стенками полости, сохраняется в пределах этой полости (рис. 5.1). Оно падает на тело и поглощается им (частично или полностью). Никакой потери излучения в системе «излучающее тело и излучение» нет.

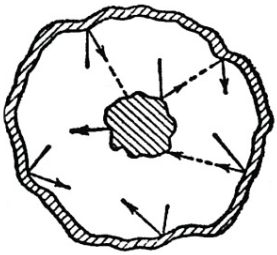


Рис. 5.1. Излучающее тело, окружённое оболочкой с идеально отражающей поверхностью

В данной ситуации состояние системы будет равновесным, если с течением времени распределение энергии между телом и излучением не меняется.

Опыт показывает, что единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с излучающим телом, является тепловое излучение.

Действительно, поместим внутрь полости нагретое тело. Если в единицу времени тело больше испускает, чем поглощает, то температура его начнёт понижаться. При этом испускание ослабится, пока не установится равновесие.

Если же тело больше поглощает, чем испускает, то температура его начнёт повышаться. При этом испускание будет усиливаться, пока не установится равновесие.

Пусть, например, идёт хемилюминесценция. При этом поглощение большей или меньшей доли испущенного света не вернёт систему в первоначальное состояние. Например, повышение температуры ведёт лишь к более энергичному протеканию химической реакции, т.е. система будет всё более удаляться от первоначального состояния.

Равновесие установится лишь тогда, когда закончится хемилюминесценция, и излучение примет характер теплового излучения.

Таким образом, равновесное излучение всегда имеет характер теплового излучения. К равновесным состояниям и процессам применимы законы термодинамики, поэтому тепловое излучение должно подчиняться некоторым общим закономерностям, вытекающим из принципов термодинамики. Тепловое излучение иногда называют температурным излучением.

Основной величиной, характеризующей тепловое состояние тела, является температура.

Если нагревать какое-либо тугоплавкое вещество (например, уголь или металл), то можно заметить, что видимое глазом (тёмно-красное) свечение появляется лишь при определённой температуре (около 500 °C). По мере повышения температуры свечение стано-

вится ярче и обогащается более короткими волнами, переходя примерно при температуре 1 500 °С в яркое белое каление.

С помощью спектроскопа можно наблюдать, что с повышением температуры постепенно развивается сплошной спектр свечения, начиная от узкой области красного излучения (с длиной волны примерно $\lambda \sim 0{,}7$ мкм), переходя постепенно в полный видимый спектр.

В этих же опытах обнаруживается, что наибольшую способность к излучению проявляют хорошо поглощающие тела. Так, например, нагревая кусок стали, который хорошо поглощает, заметим, что при температуре примерно 800 °С появится яркое вишнёво-красное свечение. Прозрачный же стерженёк плавленого кварца, который поглощает плохо, при этой же температуре не светится вовсе.

Если поместить в непроницаемую для тепла оболочку несколько тел, то между ними установится тепловое равновесие, но оно имеет динамический характер: каждое тело в единицу времени поглощает столько тепла, сколько оно излучает. Отсюда ясно, что два тела, поглощающих по-разному, имеют и различные излучающие способности.

Данный вывод в 1809 г. изложил швейцарский физик Пьер Прево, которое известно как правило Прево: если два тела поглощают разные количества энергии, то и испускание их должно быть различным.

Сказанное демонстрирует опыт с дифференциальным манометром. Опыт показывает, что поглощательная способность какой-либо поверхности пропорциональна её испускательной способности. Изложим суть опыта. Разделим его на два этапа:

1) пусть нагретое тело *A* повёрнуто своими зачернёнными сторонами к «приёмникам тепла» – *B* и *C*, соединёнными с манометром:

а) сначала *B* и *C* повёрнуты к телу *A* одинаковыми гранями, поэтому жидкость в трубках стоит на одинаковых уровнях;

б) теперь *B* поворачивают к *A* зачернённой гранью, тогда поглощение ею сильно увеличивается, жидкость в её трубке опускается;

2) расположим *B*, *A*, *C* так, что *A* повёрнуто зачернённой гранью к зачернённой грани *C*, а зачернённая грань *B* повёрнута к грани *A*, которая не зачернена; тогда *C* заметно нагреется за счёт поглощаемого излучения, что можно обнаружить по показанию манометра.

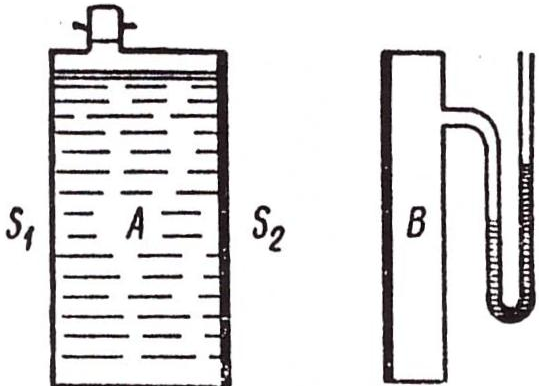


Рис. 5.2. Нагретый сосуд *A* повёрнут зачернённой стороной к приёмнику тепла *B*

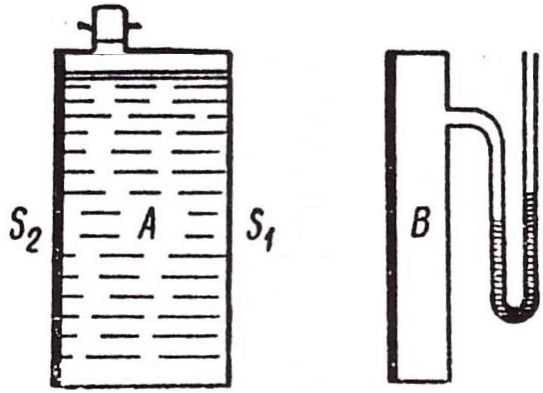


Рис. 5.3. Нагретый сосуд *A* повернут полированной стороной к приёмнику тепла *B*

В настоящее время демонстрацию связи между испускательной и поглощательной способностями проводят с помощью ещё более простого опыта, в котором используются лишь два сосуда. В качестве излучателя используется сосуд *A* с горячей водой, одна из сторон которого S_1 сделана из хорошо полированного металла, а другая – S_2 зачернена. Понятно, что сосуд излучает в инфракрасном диапазоне длин волн. В качестве приёмника излучения используется сосуд *B*, соединённый с манометром. Одна из стенок сосуда *B* зачернена. Показания манометра будут зависеть от взаимного положения стенок сосудов *A* и *B*. Если сосуд *B* повернуть зачернённой поверхностью к зачернённой же поверхности S_2 сосуда *A* (рис. 5.2), то сосуд *B* заметно нагреется за счёт поглощаемого излучения, поступающего от сосуда *A*. В этом случае воздух, находящийся в сосуде *B*, расширится, что и обнаружится по показанию манометра. Если же сосуд *A* повернуть так, что против зачернённой поверхности приёмника окажется полированная поверхность S_1 сосуда *A* (рис. 5.3), то расширение воздуха в сосуде *B* окажется значительно меньше. Итак, опыт показывает, что полированная поверхность S_1 испускает при одной и той же температуре меньше, чем зачернённая поверхность S_2, поскольку поверхности обладают и разной поглощательной способностью – стенки S_1 и S_2 одного и того же сосуда *A* нагреваются по-разному.

5.1. Закон Кирхгофа

Правило Прево носило лишь качественный характер связи между излучательной (испускательной) и поглощательной способностью тел. В 1859 г. Кирхгоф придал ему вид строго количественного закона, который играет основную роль во всех вопросах теплового излучения.

Для характеристики теплового излучения введём некоторые величины:

1) Ф – величина потока энергии, т.е. количество энергии, излучаемое в единицу времени (мощность излучения);

2) Е – испускательная способность, т.е. поток, испускаемый единицей поверхности излучающего тела по всем направлениям (иногда она называется энергетической светимостью).

Испускательная способность зависит от длины волны (λ) или частоты (ν), так как тепловое излучение всегда занимает какую-то спектральную область: от λ до ($\lambda + d\lambda$) или от ν до ($\nu + d\nu$), поэтому

$$d\Phi = \mathrm{E}_\nu d\nu, \tag{5.1}$$

где E_ν – испускательная способность тела для частоты ν, $d\nu$ – ширина интервала частоты.

Учитывая сказанное выше, можно пользоваться вместо E_ν величиной E_λ . Так как площадки, как под кривой E_ν, так и под кривой E_λ , определяют интегральную энергию излучения, то рационально выбрать масштабы так, чтобы эти площадки были равны (рис. 5.4, 5.5).

Выделяя каждый раз площадку, дающую величину одного и того же светового потока $d\Phi$, приходящегося на интервал частот $d\nu$ или на интервал длин волн $d\lambda$, найдём

$$d\Phi = \mathrm{E}_\nu d\nu = \mathrm{E}_\lambda\, d\lambda, \tag{5.2}$$

откуда

$$\mathrm{E}_\nu = \mathrm{E}_\lambda \frac{d\lambda}{d\nu}. \tag{5.3}$$

Так как $\lambda\nu = c$, то

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \tag{5.4}$$

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}. \tag{5.5}$$

Знак минус в (5.5) не имеет существенного значения, он только показывает, что с возрастанием частоты ν убывает длина волны λ.

$$E_\nu = E_\lambda \frac{\lambda^2}{c}. \tag{5.6}$$

Очевидно, что при переходе от кривой E_ν к кривой E_λ (рис. 5.4, 5.5) вид кривой трансформируется. Положение максимума на обеих кривых соответствует разным частотам (длинам волн). По этой причине всегда следует указывать, какая из кривых имеется в виду.

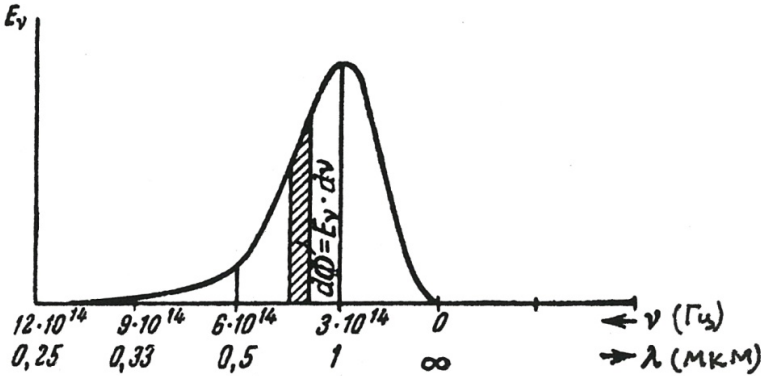


Рис. 5.4. Спектральная зависимость испускательной способности чёрного тела от частоты при $T = 2\,900$ K

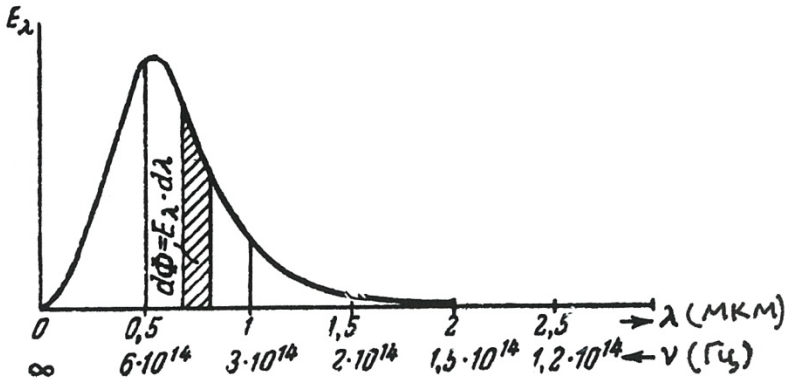


Рис. 5.5. Спектральная зависимость испускательной способности чёрного тела от длины волны при $T = 2\,900$ K

Опыт показывает, что E_ν, как и E_λ , сильно зависит от температуры испускающего тела, т.е. можно записать $E_{\nu,T}$ и $E_{\lambda,T}$, но не зависит от температуры окружающих тел.

Таким образом, тело, нагретое до температуры T, излучает в единицу времени одинаковое количество энергии, независимо от того, окружено ли оно нагретыми или холодными телами. При этом тепловое равновесие установится на уровне, обусловленном балансом энергии между данными излучателями.

Зная излучение тела в каждом участке $d\nu$, можно определить суммарное излучение:

$$E_T = \int d\Phi = \int_0^\infty E_{\nu,T}\, d\nu. \tag{5.7}$$

Пусть $d\Phi'$ – часть потока, поглощаемая единицей поверхности тела, а $d\Phi$ – световой поток, падающий на единичную поверхность тела.

$$A_{\nu,T} = \frac{d\Phi'}{d\Phi}, \tag{5.8}$$

где $A_{\nu,T}$ – поглощательной способностью тела. Всегда $A_{\nu,T} \leq 1$. Тела, для которых $A_{\nu,T} = 1$, называются абсолютно чёрными или абсолютно поглощающими телами. Тела, для которых $A_{\nu,T} < 1$, называются серыми.

Закон немецкого физика Густава Кирхгофа гласит: отношение испускательной и поглощательной способностей тела не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты (длины волны) и температуры:

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \frac{\varepsilon_{\nu,T}}{\alpha_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T}, \tag{5.9}$$

где $\varepsilon_{\nu,T}$ – испускательная (излучательная) способность абсолютно чёрного тела; $\alpha_{\nu,T}$ – поглощательная способность абсолютно чёрного тела ($\alpha_{\nu,T} = 1$).

Таким образом, универсальная функция Кирхгофа – это испускательная способность абсолютно чёрного тела.

Закон Кирхгофа имеет общий характер и основывается на втором начале термодинамики, в силу которого тепловое равновесие, установившееся в изолированной системе, нельзя нарушить обменом тепла между частями системы.

Примерами тел, близких к абсолютно чёрному телу, являются сажа и платиновая чернь. В природе абсолютно чёрных тел не существует (это абстракция). Вместе с тем можно создать устройство, очень близкое по своим свойствам к абсолютно чёрному телу. Им является почти замкнутая полость, имеющая маленькое отверстие.

Излучение, проникающее через отверстие, падает на стенки полости, частично поглощается ими, частично рассеивается или отражается и вновь попадает на стенки (рис. 5.6).

Из-за малых размеров отверстия луч должен претерпеть много отражений и рассеяний прежде, чем он сможет выйти из отверстия обратно. Практически весь свет любой частоты поглощается такой полостью. Так, например, внутренняя часть комнаты при рассмотрении через открытое окно кажется тёмной. В опытах модель абсолютно чёрного тела показывается в виде шкатулки, светлой внутри, имеющей два отверстия на крышке, которые кажутся чёрными.

Закон Кирхгофа хорошо подтверждается на различных опытах.

Пусть имеется кусок фарфора с тёмным рисунком на белом фоне (рис. 5.7). Если раскалить этот фарфор (например, в горячем несветящемся водородном пламени), то увидим, что бывший ранее тёмным рисунок станет ярким на сравнительно тёмном фоне, поскольку рисунок сильно излучает, а светлый фон излучает меньше, поэтому кажется более тёмным (рис. 5.8).

Если указанный выше кусок фарфора поместить внутрь сильно раскалённой закрытой печки и наблюдать через небольшое отверстие за этим куском с рисунком, то мы не сможем различить рису-

нок на раскалённом фоне фарфора, поскольку весь кусок фарфора будет излучать практически равномерно. Это связано с тем, что внутри печки установится термодинамическое равновесие.

Рис. 5.6. Абсолютно чёрное тело

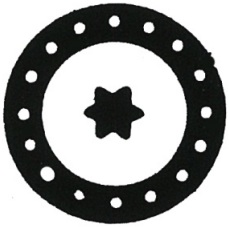


Рис. 5.7. Кусок фарфора с тёмным рисунком на белом поле или стальной диск, часть которого закрашена мелом

Рис. 5.8. Тёмные места разрисованного фарфора при накаливании излучают сильнее

Действительно, светлые места меньше излучают, но больше отражают, тёмные же места излучают больше, но мало отражают.

Следует помнить, что, согласно закону Кирхгофа, тело, поглощающее сильнее, должно и больше излучать, но только при условии, что сравнение производится при одинаковой температуре. В приведённом выше примере это условие соблюдается.

Часто в опыте используется стальной диск, половина которого покрыта мелом. Понятно, что этот опыт приводит к тем же выводам, что и опыт, приведённый выше.

Закон Кирхгофа относится только к температурному излучению. Если же свечение обусловлено другими причинами, то он силы не имеет (например, при фотолюминесценции или хемилюминесценции). Таким образом, данный закон может служить самым надёжным критерием для распознавания природы свечения: если свечение не подчиняется закону Кирхгофа, то оно не является температурным (или тепловым).

Итак, мы видели, что в законе Кирхгофа фигурирует функция $\varepsilon_{\nu,T} = \frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = f(\nu, T)$, представляющая собой испускательную (излучательную) способность чёрного тела. Вид этой функции в законе Кирхгофа не определён. Определение вида данной функции явилось задачей учения о температурном излучении. Эта задача оказалась очень сложной и решалась долго в несколько этапов:

1) был установлен теоретический и экспериментальный закон, определяющий суммарное излучение чёрного тела (закон Стефана – Больцмана);

2) затем были определены некоторые основные черты искомой функции (закон Вина) и весьма точно найден экспериментально её ход в зависимости от частоты ν (длины волны λ) для разных температур T;

3) наконец, после неудачных попыток, имевших огромное значение для понимания вопроса (Михельсон, Рэлей – Джинс, Вин, Лорентс), удалось окончательно теоретически решить эту задачу (Планк, 1900 г.).

5.2. Законы Стефана – Больцмана и Вина. Формула Планка

Закон Стефана – Больцмана. Зависимость суммарного (интегрального) излучения для всех длин волн от температуры устанавливает закон Стефана – Больцмана.

Стефан в 1879 г. на основании опытных данных заключил: суммарная энергия, испускаемая с одного квадратного сантиметра в течение одной секунды, пропорциональна четвёртой степени абсолютной температуры излучателя.

Стефан сформулировал свой закон для любого тела. Больцман в 1884 г. теоретически показал, что данный закон применим только для чёрного тела:

$$\varepsilon_T = \int_0^\infty \varepsilon_{\nu,T}\, d\nu = \sigma T^4, \qquad (5.10)$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана, равная $5{,}67 \cdot 10^{-12}$ Вт/см^2 К^4.

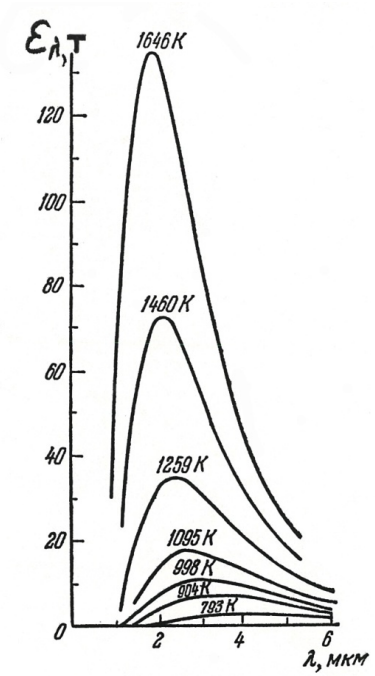


Рис. 5.9. Кривые распределения энергии в спектре излучения чёрного тела для разных температур

Графически суммарное излучение абсолютно чёрного тела ε_T изображается площадью, заключённой между соответствующей кривой распределения излучательной способности и осью абсцисс (рис. 5.9).

Закон смещения Вина. Второй закон Вина. Закон Стефана – Больцмана определяет только интенсивность интегрального излу-

чения абсолютно чёрного тела, но не определяет вид функции $\varepsilon = f(\nu, T)$, т.е. ничего не говорит о спектральном распределении энергии.

В 1893 г. немецкий учёный Вильгельм Вин теоретически обосновал закон излучения абсолютно чёрного тела. Он пришёл к выводу о том, что излучательная способность абсолютно чёрного тела имеет вид

$$\varepsilon_{\nu,T} = c\nu^3 f(\nu/T). \tag{5.11}$$

Вид функции Вин не определил, он лишь установил, что температура входит в функцию в виде отношения $\frac{\nu}{T}$.

Исследования ряда экспериментаторов привели к установлению эмпирического хода функции $\varepsilon_{\nu,T}$ и позволили проверить теоретические выводы Вина. На рис. 5.9 приведены кривые ε_λ от λ, полученные при разных температурах, и показано, что кривая $\varepsilon_{\lambda,T}$ для каждой температуры обладает максимумом. Этот закон известен как второй закон Вина, тогда как первый его закон называют законом смещения Вина (речь идёт о смещении длины волны в сторону более коротких длин волн при возрастании температуры излучающего тела). В 1911 г. Вин был удостоен Нобелевской премии за работы по тепловому излучению.

Согласно второму закону Вина, положение максимума на кривых $\varepsilon_{\lambda,T}$ удовлетворяет условию

$$T\lambda_{\max} = b, \tag{5.12}$$

где b не зависит от температуры. В (5.12) b = 0,0028999 К·м = = 0,28999 К·см.

Формула излучения Планка. Несмотря на получения отдельных законов излучения чёрного тела, никто из учёных не мог дать общего теоретического решения задачи. Причина неудач оказалась лежащей чрезвычайно глубоко: законы классической электродинамики, на основе которых проводились все эти исследования, оказались правильными лишь приближённо, поэтому давали не-

верный результат при рассмотрении элементарных процессов, обусловливающих тепловое излучение.

Немецкий физик Макс Планк рассуждал следующим образом. Он представлял теоретически чёрное тело при помощи бесконечной совокупности гармонических осцилляторов. Каждый из них даёт отдельную монохроматическую линию, а все осцилляторы вместе – сплошное чёрное излучение.

Далее Планк пользовался законами, управляющими поведением этих осцилляторов, и надеялся получить закон чёрного излучения такой системы.

Однако Планк не получил закона, согласного с опытом, а получил для функции Кирхгофа выражение, известное и ранее как формула Рэлея – Джинса:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \qquad (5.13)$$

Эта формула удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными лишь при больших длинах волн и резко расходится с опытными данными для малых длин волн.

На рис. 5.10 сплошной линией изображена экспериментальная кривая, пунктиром – кривая по формуле Рэлея – Джинса.

Если проинтегрировать (5.13) по ν в пределах от 0 до ∞, то получим для интегрального излучения бесконечно большое значение.

Этот результат получил название «ультрафиолетовая катастрофа». Он находится в противоречии с опытом.

С классической точки зрения вывод формулы Рэлея – Джинса является безупречным. Расхождение данной формулы с опытом явно указывало на существование каких-то закономерностей, несовместимых с представлениями классической физики. Иными словами, законы классической физики оказываются неприменимыми к таким осцилляторам.

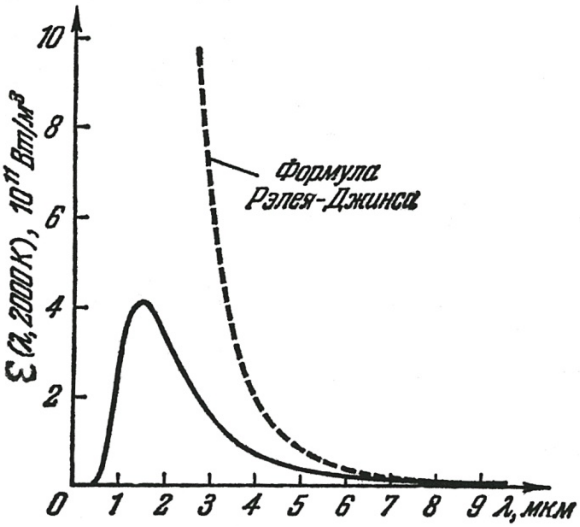


Рис. 5.10. Согласование экспериментальных данных (сплошная линия) и расчётных данных, полученных по формуле Релея – Джинса

По классическим законам осциллятор частоты ν может обладать любой энергией, так как энергия пропорциональна квадрату амплитуды. Это говорит о том, что излучающий осциллятор может испустить за единицу времени любое количество энергии. Планк заключил, что такие простые законы в данном исследовании места не имеют. Он предположил, что гармонический осциллятор частоты ν может обладать только таким количеством энергии, в котором содержится целое число элементарных порций (квантов), имеющих значение $h\nu$ каждая:

$$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с},$$

где h – постоянная Планка.

Итак, согласно представлениям Планка, излучение осциллятора осуществляется порциями или квантами $h\nu$ (или целыми, кратными $h\nu$).

В области низких частот эти квантовые законы не противоречат законам классическим. Действительно, если ν не очень велико (например, в области радиочастот, для которых Максвелл и выводил законы классической электродинамики), то квант $h\nu$ настолько мал, что в наших опытах невозможно установить, содержит ли осциллятор целое или дробное число этих квантов. Для атомных же осцилляторов частота, а значит и $h\nu$, значительно больше, а точность измерения атомных процессов позволяет обнаружить расхождение между классическими и квантовыми представлениями. В результате:

1) классическая теория приводит к резкому противоречию с опытом;

2) квантовая теория даёт превосходное согласие с опытом.

С учётом новых квантовых законов, управляющих осциллятором, Планк получил формулу

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \tag{5.14}$$

где c – скорость света, k – постоянная Больцмана ($1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж · К).

Формула (5.14) даёт отличное согласие с опытом. При малых частотах она переходит в (5.13), т.е. верно классическое приближение. Действительно, если ν мало, то мало и $h\nu$, тогда экспоненту (exp) в (5.14) можно разложить в ряд по степеням $\frac{h\nu}{kT}$ и пренебречь высшими степенями.

Таким образом, классическая теория оказывается лишь приближением к действительности при малых частотах. Она хорошо описывает системы, состоящие из многих атомов или молекул (макросистемы). Даже движение элементарных зарядов с большой массой (ионов) классическая механика описывает ещё достаточно удовлетворительно. Однако поведение электронов внутри атомов и молекул необходимо уже описывать, применяя квантовые законы механики и электродинамики.

Если же применять к ним законы, имеющие силу для макромира, то мы сталкиваемся с противоречиями.

Формула Планка заключает в себе все рассмотренные нами законы излучения абсолютно чёрного тела. Из этой формулы могут быть получены и закон Стефана – Больцмана, и законы Вина, и все постоянные, входящие в них.

6. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом) называется испускание электронов веществом под действием света.

В 1887 г. немецкий учёный Генрих Герц обнаружил, что при освещении искрового промежутка, находящегося под напряжением, ультрафиолетовым светом проскакивание в нём искры значительно облегчается.

В дальнейшем (1888–1890 гг.) подробное изучение влияния света на заряженные тела было проведено профессором Московского университета А.Г. Столетовым.

Схема опыта Столетова представлена на рис. 6.1, где *CC′* – конденсатор с проволочной сеткой, *B* – батарея, создающая разность потенциалов между пластинкой *C* и сеткой *C′*, *g* – гальванометр для регистрации тока. Пластинка *C* освещалась светом от электрической дуги *A*.

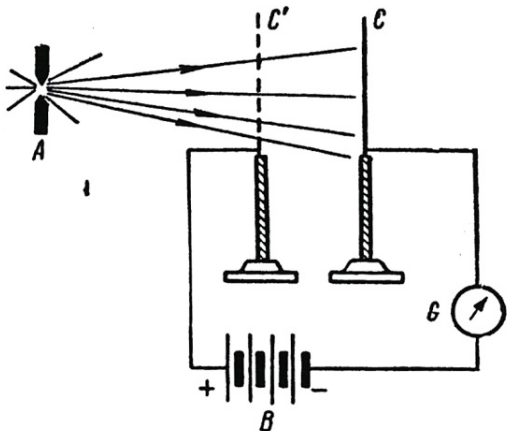


Рис. 6.1. Схема опыта А.Г. Столетова

Столетов установил, что отрицательно заряженная пластинка *C* теряет свой заряд под влиянием света, в результате чего в цепи возникал ток. Это явление и называется фотоэффектом.

В ходе опытов Столетов установил следующие закономерности:

1) наиболее эффективно действуют ультрафиолетовые лучи, поглощаемые телом;

2) сила фототока пропорциональна создаваемой освещённости пластины;

3) под действием света освобождаются отрицательные заряды, поэтому фотоэффект наблюдается только лишь при освещении отрицательно заряженной пластинки, но не наблюдается, если пластинка заряжена положительно; при тщательном наблюдении замечено, что незаряженная пластинка при длительном освещении заряжается положительно, т.е. теряет часть своих отрицательных зарядов.

В 1898 г. Ленард и Томсон определили e/m для освобождаемых зарядов и показали, что эти отрицательные заряды – электроны.

В дальнейшем учёные усовершенствовали прибор Столетова. Электроды были помещены в баллон, из которого откачали воздух. Катод *K* был изготовлен из исследуемого материала. Свет проходил через кварцевое окно (рис. 6.2).

Электроны, испущенные катодом за счёт фотоэффекта, перемещаются под действием электрического поля к аноду *A*, в результате чего в цепи течёт ток. Напряжение между *K* и *A* можно менять с помощью потенциометра.

Из вольтамперной характеристики (рис. 6.3) видно, что при некотором, не очень большом напряжении фототок достигает насыщения. Это свидетельствует о том, что все электроны, испущенные катодом, попадают на анод.

Сила тока насыщения составляет

$$I_{\text{н}} = en, \tag{6.1}$$

где n – число электронов, вырываемых в единицу времени.

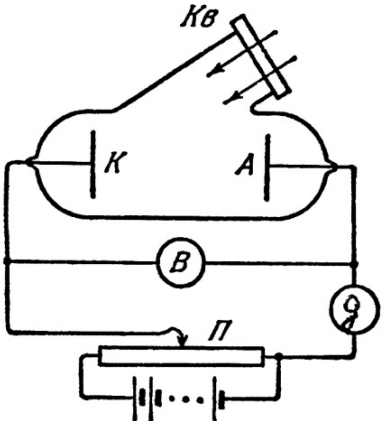


Рис. 6.2. Усовершенствованный прибор Столетова

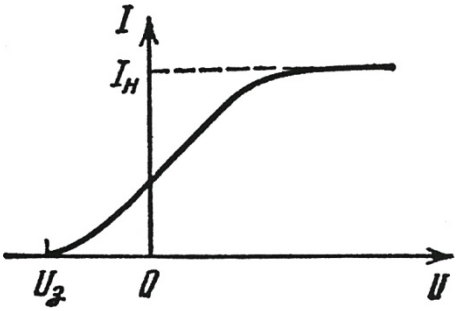


Рис. 6.3. Кривая зависимости фототока (*I*) от напряжения между электродами (*U*)

Таким образом, сила тока насыщения определяется количеством электронов, испускаемых катодом в единицу времени под действием света.

Электроны вылетают из катода с различными по значению скоростями, поэтому получается пологий ход кривой.

Часть электронов способна долетать до анода самостоятельно, без ускоряющего поля (эту долю электронов характеризует сила

тока при $U = 0$). Итак, для обращения силы тока в нуль следует приложить задерживающее напряжение $U_з$, при котором ни один электрон не может достичь анода. В этом случае работа задерживающего электрического поля $eU_з$ становится равной их начальной кинетической энергии:

$$eU_з = \frac{1}{2}mv_{\max}^2, \tag{6.2}$$

где $v_{\max}$ – наибольшее значение скорости электронов при вылете из катода.

Измерив $U_з$, можно определить $v_{\max}$, используя (6.2).

На основании результатов опытов было замечено, что сила фототока насыщения прямо пропорциональна падающему световому потоку – с увеличением мощности падающего света возрастает число выбрасываемых электронов.

Опыты также показали, что максимальная скорость фотоэлектронов не зависит от интенсивности света, а зависит только от его частоты. При этом для всех веществ энергия выброшенных электронов возрастает с частотой линейно. Данный вывод находится в противоречии с волновой теорией, согласно которой:

1) мощность (интенсивность) световых волн определяется амплитудой этих волн ($I \sim a^2$);

2) электромагнитная световая волна, падая на тело, должна вызывать вынужденные колебания электронов тела с амплитудой, пропорциональной амплитуде самих световых волн;

3) если силы, удерживающие электроны в теле, недостаточно велики, то электроны могут вылетать наружу со скоростью, зависящей от амплитуды падающего света.

С точки зрения электромагнитной теории света с увеличением интенсивности падающего света должна возрастать и скорость вырываемых электронов.

В 1905 г. Эйнштейн показал, что все закономерности фотоэффекта легко объясняются, если предположить, что свет поглощает-

ся такими же квантами $h\nu$, какими он по предположению Планка испускается. Эйнштейн предположил, что энергия, полученная электроном, доставляется ему в виде кванта $h\nu$, который усваивается им целиком.

Далее с этой энергией происходит следующее:

1) часть этой энергии затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть тело; эта энергия равна работе выхода A и представляет собой наименьшую энергию, которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы удалить его из твёрдого или жидкого тела в вакуум;

2) если электрон освобождается светом не у самой поверхности, а на некоторой глубине, то часть энергии (E') может быть потеряна вследствие случайных столкновений в веществе;

3) остаток энергии образует кинетическую энергию $E_к$ электрона, покинувшего вещество.

$E_к$ будет иметь наибольшие значения, если $E' = 0$, тогда

$$h\nu = \frac{1}{2}mv_{\max}^2 + A. \qquad (6.3)$$

Вышеприведённая формула (6.3) является формулой Эйнштейна.

Поскольку электрон не заимствует энергию у атомов вещества катода, то природа этого вещества не играет никакой роли в определении энергии электрона.

Энергия кванта $h\nu$ очень велика по сравнению с тепловой энергией электрона, поэтому изменение температуры должно лишь очень слабо сказываться на скорости вылетающих электронов.

С точки зрения теории Эйнштейна легко объяснить зависимость фототока насыщения от интенсивности света: интенсивность освещения определяется числом квантов света, падающих на поверхность за единицу времени, а число освобождённых электронов должно быть пропорционально числу падающих квантов. При этом лишь малая часть квантов передаёт свою энергию отдельным электронам, остальные же кванты расходуются на нагревание металла в целом.

Из (6.3) следует, что при $A > h\nu$ электроны не могут выйти из металла. Для возникновения фотоэффекта необходимо соблюдение условий:

$$h\nu \geq A \tag{6.4}$$

или

$$\nu \geq \nu_0 = \frac{A}{h} \tag{6.5}$$

или для длины волны

$$\lambda \leq \lambda_0 = \frac{hc}{A}, \tag{6.6}$$

где $\nu\lambda = c$.

Частота ν_0 или длина волны λ_0 называются красной границей фотоэффекта. Иными словами, свет с длиной волны меньшей, чем λ_0, может давать фотоэффект.

Эта длина волны для разных металлов разная, зависит от A и лежит в области тем более длинных волн, чем электроположительнее металл, т.е. чем легче он отдаёт свои электроны.

Так, например, для щелочных металлов граница лежит в области видимого света, тогда как для большинства других металлов она находится в ультрафиолетовой области.

Кроме рассмотренного в данном учебном пособии фотоэффекта внешнего, существует ещё и внутренний фотоэффект, наблюдаемый в полупроводниках и диэлектриках.

7. НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ АТОМНОЙ ФИЗИКИ

7.1. Предмет атомной и ядерной физики

Современная атомная и ядерная физика является основой учения о строении вещества.

Все виды материи, включая электричество и свет, имеют атомистическую природу. Движение материи определяется атомистическими законами. В современной физике господствующим учением является атомистическое учение о строении и движении материи.

Современная атомная и ядерная физика выдвинула перед учёными важнейшие философские проблемы. Среди них:

– проблема прерывности и непрерывности материи;

– дуализм волн и частиц;

– взаимопревращаемость частиц из одних в другие.

Очень большое значение имеет проблема причинности, вопрос об обратимости и необратимости процессов в природе.

Область знаний, охватывающих вопросы атомной и ядерной физики, обширна и разнообразна – от физики элементарных частиц до физики космических объектов.

Исторический обзор. Учение об атомах зародилось в глубокой древности. Выдающийся древнегреческий философ Демокрит (460–370 г. до н.э.) считал, что Вселенная состоит из пустого пространства и бесконечного множества неделимых частиц материи – атомов. Атомы, из которых построены все тела, отличаются между собой по форме, положению и распределению. Тела возникают и исчезают только путём сочетания и разъединения атомов. Движение обусловлено не влиянием каких-то сверхъестественных сил, а благодаря силам, присущим самим атомам.

Атомное учение Демокрита представляло собой глубоко материалистическое учение, однако в нём был существенный недостаток – он допускал существование пустого пространства.

Против этого положения выступил величайший мыслитель древности Аристотель (384–322 г. до н.э.), который отверг существование пустого пространства, исходя из того, что материя непрерывна. Кроме того, Аристотель отрицал и существование неделимых атомов.

Таким образом, уже в глубокой древности возникла борьба противоположных воззрений на природу материи: одно воззрение считало материю прерывной (Демокрит), другое воззрение – непрерывной (Аристотель). Эта борьба продолжалась в течение многих веков.

В настоящее время физика преодолела эту трудность, считая материю одновременно и прерывной (атомной), и непрерывной (сплошной).

С упадком античной науки воззрения древних учёных были надолго забыты.

В Средние века было безграничным владычество церкви. Атомистическое учение, как учение материалистическое, естественно, получить какого-либо развития не могла, так как противоречила догмам церкви.

В эпоху Возрождения атомистика начала делать заметные успехи. Как и в древности, атомистические представления ещё не базировались на эксперименте, а развивались как умозрительные концепции. В результате такого подхода взгляды на вопросы прерывности и непрерывности материи были весьма разнообразны.

Большое значение имели знаменитые открытия английского учёного Исаака Ньютона (1642–1727) в области механики и всемирного тяготения. Они косвенным образом способствовали развитию атомистики. Вместе с тем Ньютон допускал существование пустого пространства и считал возможным действие сил между телами на расстоянии через пустоту (теория дальнодействия).

Выдающиеся работы об атомистическом строении материи принадлежат гениальному русскому учёному М.В. Ломоносову (1711–1765).

XIX в. характеризуется бурным прогрессом промышленного производства и успехами во всех областях науки. Именно в это время была создана молекулярно-кинетическая теория вещества.

В 1869 г. выдающийся русский химик Д.И. Менделеев (1834–1907) сформулировал периодический закон химических элементов. При этом он не только построил периодическую систему химических элементов, но и, опираясь на неё, предсказал существование большого количества неизвестных химических элементов.

Огромным достижением атомистического учения было обоснование корпускулярного, атомного строения электричества.

Немецкий физик Герман Гельмгольц (1821–1894) на основе результатов опытов, проведённых английским физиком Майклом Фарадеем (1791–1867), пришёл к выводу о том, что электрические заряды имеют атомную структуру. Атом отрицательного электричества был назван электроном. Позднее, в XX в., были открыты и «положительные электроны» – позитроны.

В дальнейшем были экспериментально получены заряд и масса электрона, создана электронная теория строения вещества. Кроме того, была создана электрическая теория строения атомов, молекул и всего вещества.

Теория электромагнитных волн привела к представлению о том, что электромагнитные волны обладают импульсом, а следовательно, и массой.

Указанные теоретические выводы и экспериментальные открытия коренным образом изменили представления о свойствах атомов, электронов и других частиц. Начался новый этап в развитии учения о материи и её движении.

В 1896 г. Анри Беккерель (1852–1908) открыл явление радиоактивности. Это открытие положило начало новой эпохи – атомного века.

Исследование этого явления Пьером Кюри (1859–1906), Марией Склодовской-Кюри (1867–1934) и особенно выдающимся английским физиком Эрнестом Резерфордом (1871–1937) привело к установлению свойств радиоактивности и открытию его причин.

Было выяснено, что целый ряд тяжёлых элементов (уран, радий и некоторые другие) всё время испускают невидимые излучения – α-лучи, β-лучи и γ-лучи. Открытие этих лучей дало в руки исследователей мощное и тонкое средство для изучения атомов.

Создание и развитие современной модели атома, а также исследование процессов в атомах неразрывно связаны с учением об излучении и поглощении света атомами. Это привело в начале XX в. к открытию квантовой природы света. Впоследствии учение о квантах распространилось на всю атомную и молекулярную физику, а также на другие разделы строения вещества.

Квантовая механика служит теоретической основой атомной физики.

Создание квантовой теории света привело к представлению о двойственной природе света – корпускулярной (прерывной, атомной) и волновой (непрерывной).

Вместе с тем двойственная природа оказалась присущей не только свету. Вскоре было установлено, что двойственной природой обладают все частицы вещества, в том числе и электроны.

В 1924 г. французский учёный Луи де Бройль (1892–1987) сделал предположение о том, что движению каждой частицы соответствует распространение волн, которые он назвал «волнами материи».

В 1927 г. американские физики Клинтон Девиссон (1881–1958) и Лестер Джермер (1896–1971) экспериментально обнаружили дифракцию электронов, что явилось подтверждением волновой природы этих частиц.

Трудами физиков-теоретиков (Борна, Гейзенберга, Шредингера и др.) в 1925 г. была разработана квантовая механика, позволившая дать синтез корпускулярных и волновых представлений.

XX век – это век атомный. Атомная физика – раздел физики, посвящённый изучению строения атома и его состояния, поэтому основной задачей атомной физики является определение параметров состояния атома и их исследование. Тем не менее в начале своего развития (в 10-х гг. XX в.) атомная физика рассматривала и вопросы строения атомного ядра. Однако в 1930-х гг. стало понятным, что природа взаимодействия составных частей во внешней оболочке атома отлична от сил, действующих внутри атомного ядра.

Большие успехи, связанные с развитием учения об атомном ядре, привели в 1940-х гг. к тому, что ядерная физика выделилась в самостоятельную науку (в 1950-х гг. от атомной физики отделилась и физика элементарных частиц).

Важным этапом в развитии учения об атомном ядре явились исследования Резерфорда по искусственному превращению атомов из одного вида в другие в ходе ядерных реакций (1919 г.). Были открыты протоны, позитроны, нейтроны, мезоны.

В 1939 г. немецкие учёные Отто Ган (1879–1968) и Фриц Штрассман (1902–1980) открыли возможность цепной реакции деления ядер урана с выделением огромной энергии. Такие цепные реакции были впоследствии осуществлены в США и в СССР, а затем и в других странах.

Нерегулируемая цепная реакция приводит к атомному взрыву. В целом же область применения ядерных реакций весьма обширна. Эти реакции применяются не только в военной сфере, но и в сфере энергетической. Использование атомной энергии привело к развитию нового вида энергетики – атомной энергетики. Впервые в мире атомная электростанция была построена в СССР (г. Обнинск Калужской области, 1954 г.).

Взрывы атомных бомб и работа атомных реакторов связаны с атмосферой, поэтому специалисты в области атмосферы должны изучать данный раздел физики. Кроме того, это необходимо и для понимания многих процессов, протекающих в атмосфере.

7.2. Строение атома

Первая модель строения атомов химических элементов была предложена Уильямом Томсоном (лордом Кельвином, 1824–1907) в 1902 г. и затем разработана Джозефом Джоном Томсоном (1856–1940) в 1904 г.

По этой модели атом состоит из положительно заряженной «тяжёлой» части атома и «лёгких» электронов.

Положительный заряд распределён с постоянной объёмной плотностью в пределах сферы, равной по размерам всему атому, т.е. имеющей радиус порядка 10^{-8} см.

Электроны, размеры которых малы по сравнению с размерами атома, погружены в этот шар и могут в нём двигаться.

Число электронов в шаре таково, что в нейтральном атоме их отрицательные заряды компенсируют положительный заряд шара. Заряды шаров разных атомов различны, поэтому различно число электронов в них.

Например, в простейшем нейтральном атоме водорода внутрь положительного шара помещён один электрон. Для выполнения равновесия электрон должен располагаться в центре сферы и при малых смещениях будет возвращаться обратно к центру силой, пропорциональной смещению:

$$F = -kr, \tag{7.1}$$

где F – квазиупругая сила, направленная к центру шара; R – радиус шара, т.е. радиус атома (рис. 7.1); r – расстояние от центра шара, на котором находится электрон; k – коэффициент упругости.

Итак, электрон будет совершать гармонические колебания (гармонический вибратор). При этом колебания электрона будут сопровождаться излучением электромагнитных волн с той же частотой, с которой электроны будут совершать гармонические колебания:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{mR^3}}, \qquad (7.2)$$

где e – заряд электрона, m – масса электрона, R – радиус атома.

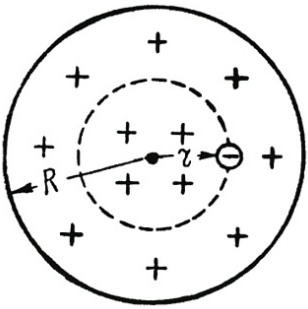


Рис. 7.1. Модель атома водорода Томсона

Указанные частоты лежат в области, близкой к частотам видимого света.

Приведённая модель строения атома носила искусственный характер, поскольку в ней присваивалась разная природа положительным и отрицательным зарядам: отрицательные заряды существовали в виде отдельных частиц (электронов), положительные же частицы находились в пределах гораздо больших объёмов, причём с непрерывной плотностью заряда.

Кроме того, необходимо было объяснить, почему положительные заряды не разлетаются под действием кулоновских сил отталкивания. Иными словами, приходилось либо допустить, что заряды, вопреки законам электродинамики, не взаимодействуют друг с другом, либо признать, что, кроме кулоновских сил, существуют ещё какие-то силы, способные их компенсировать.

В настоящее время описанная модель строения атома имеет лишь историческое значение.

Для того, чтобы выяснить, как же на самом деле заряды распределены внутри атома, Резерфорд провёл «зондирование» внутрен-

них областей атомов. Он наблюдал рассеяние α-частиц при прохождении их через тонкие слои вещества.

α-частицы представляют собой ионы гелия, несущие двойной положительный заряд (+2*e*). Эти частицы выбрасываются с очень большой скоростью ($\sim 10^9$ см/с) из атомов радиоактивных элементов.

Опыт осуществлялся следующим образом: α-частицы испускались радиоактивным веществом *P* (рис. 7.2), затем выделялся узкий пучок этих α-частиц. Далее выделенный пучок падал на тонкую металлическую фольгу *Ф*.

При прохождении через фольгу α-частицы отклонялись от первоначального движения на различные углы φ. Рассеянные α-частицы ударялись об экран *Э* (рис. 7.2), покрытый сернистым цинком. Для наблюдения α-частиц используется их способность давать вспышки («сцинтилляции») на флюоресцирующем экране, в частности на экране из сернистого цинка.

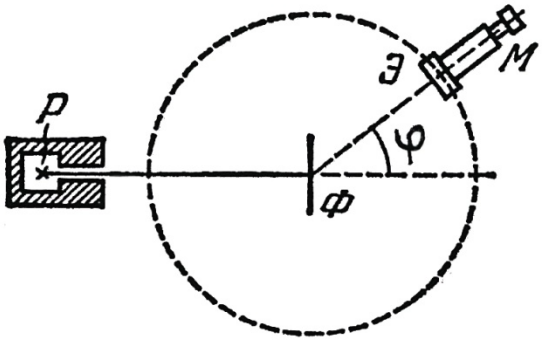


Рис. 7.2. Опыт Резерфорда

Каждая отдельная α-частица движется с такой большой энергией, что при ударе об экран может вызвать вспышку, которую видно глазом. Данные сцинтилляции можно наблюдать с помощью микроскопа.

Микроскоп и экран можно было вращать и устанавливать под любым углом. Весь прибор был помещён в специальный кожух, из которого выкачали воздух.

В результате опытов было установлено, что α-частицы отклонялись под различными углами. При этом некоторые из них рассеивались на очень большие углы (почти до 180°) т.е., по сути дела, поворачивали обратно.

Это возможно только при малом размере положительного заряда атома, поскольку те α-частицы, которые ударятся непосредственно об этот положительный заряд, отклонятся на очень большие углы.

Если же положительный заряд атома был бы распределён равномерно (как это следует из модели Томсона), то каждое прохождение α-частицы вблизи атома отклонит её на небольшой угол – рассеяние α-частиц будет незначительным.

Вместе с тем, если взять фольгу чуть толще (в 3–4 тысячи атомных слоёв), то она не должна была бы пропустить ни одной α-частицы, так как положительно заряженные шары – атомы располагались бы при этом вплотную друг к другу.

Резерфорд пришёл к выводу о том, что внутри атома имеется очень сильное электрическое поле, которое создаётся положительным зарядом, связанным с большой массой, сконцентрированной в очень малом объёме.

В 1911 г. Резерфорд предложил свою ядерную модель атома. Согласно этой модели, атом представляет собой систему зарядов, в центре которой расположено тяжёлое положительное ядро с зарядом $+Ze$, имеющее размеры не более 10^{-12} см. Почти вся масса атома сосредоточена в этом ядре. Вокруг ядра расположены Z электронов, распределённых по всему объёму, занимаемому атомом. Размеры атомов определяются расстоянием от ядра до электронов.

Однако ядерная модель оказалась в противоречии с законами классической механики и электродинамики.

Известно, что система неподвижных зарядов не может находиться в устойчивом состоянии. По этой причине Резерфорду пришлось отказаться от статической модели атома и предположить, что электроны движутся вокруг ядра по некоторым кривым траекториям. В таком случае электрон будет двигаться с ускорением, следовательно, согласно классической электродинамике, он должен непрерывно излучать электромагнитные (световые) волны.

Ядерной модели атома как будто бы приписывалось строение, аналогичное строению солнечной системы – в центре расположено ядро, вокруг которого вращаются электроны. Данная модель получила название планетарной модели. Однако процесс излучения электрона сопровождается потерей его энергии, в результате чего электрон, в конце концов, должен упасть на ядро. В действительности же атомы являются весьма устойчивыми образованиями.

Таким образом, все попытки построить модель атома в рамках классической физики из электрически заряженных частиц не привели к успеху:

– модель Томсона, в которой электроны «спрятаны» в положительной части атома, опровергнута опытами Резерфорда;

– ядерные модели, в которых ядро «спрятано» в систему окружающих его электронов, либо механически неустойчивы (статические модели), либо электродинамически неустойчивы (планетарная модель).

Преодоление возникших трудностей потребовало отказа от традиционных для классической физики методов рассмотрения.

В дальнейшем поиск подтверждения верности ядерной модели строения атомов привёл к изучению линейчатых спектров.

Дело в том, что во второй половине XIX столетия было выяснено, что линейчатые спектры испускаются атомами, в то время как полосатые – молекулами.

В процессе данного исследования было замечено, что линии в атомных спектрах располагаются не беспорядочно, а во многих случаях составляют определённые группы – так называемые серии.

Наиболее просто выглядит спектр водорода в видимой и ультрафиолетовой областях. На рис. 7.3, где значения представлены в Ангстремах, приведена схема линий серии Бальмера, где H_α, H_β, H_γ, H_δ – видимые линии, H_∞ – граница серии. Хотя линии и располагаются в определённом порядке и расстояние между ними закономерно убывает по мере перехода от более длинных волн к более коротким, учёные, тем не менее, долго не могли выразить эти закономерности математически.

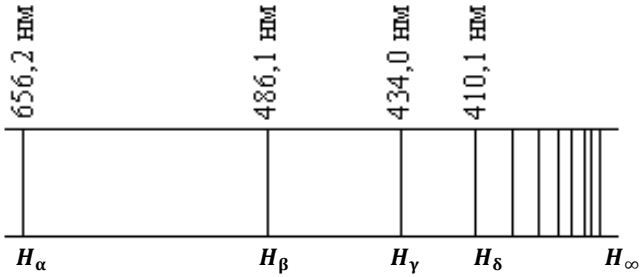


Рис. 7.3. Схема линий серии Бальмера

В 1885 г. швейцарский физик Иоганн Якоб Бальмер (1825–1898) эмпирически подобрал формулу, выражающую длины волн всех спектральных линий в данной области спектра водорода. В волновых числах эта формула имеет вид

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \qquad (7.3)$$

где R = 109737,309 $\pm$ 0,012 см$^{-1}$ – постоянная Ридберга; n = 3, 4, 5,…

Дальнейшие исследования показали, что в спектре водорода имеется ещё несколько серий. Приведём эти серии:

– серия Лаймана (в ультрафиолетовом участке):

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 2, 3, 4, \dots);$$

– серия Бальмера (в видимом и близком ультрафиолетовом участках):

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 3, 4, \dots);$$

– серия Пашена (в инфракрасной области):

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 4, 5, 6, \dots);$$

– серия Брэкета (в инфракрасной области):

$$\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 5, 6, \dots);$$

– серия Пфунда (в инфракрасной области):

$$\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 6, 7, \dots).$$

Частоты всех линий водородного атома можно представить одной общей формулой:

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \tag{7.4}$$

где $m = 1$ для серии Лаймана; $m = 2$ для серии Бальмера и т.д.; $n = (m + 1), (m + 2), \dots$

Формула (7.4) – обобщённая формула Бальмера.

При возрастании n частота линии в каждой серии стремится к предельному значению $\frac{R}{m^2}$ – границе серии.

Частота любой линии спектра водорода может быть представлена в виде разности двух чисел ряда: $\frac{R}{1^2}, \frac{R}{2^2}, \frac{R}{3^2}, \dots$ Эти числа называются спектральными термами.

Заметим, что для других атомов терм имеет более сложный вид, чем для спектра водорода. Интересно, однако, что при $n \to \infty$

$$T(n) = \frac{R}{n^2}, \tag{7.5}$$

т.е. все термы при возрастании целого числа *n* делаются всё более и более «водородоподобными», как остроумно замечено в [12].

В спектрах других атомов частоты линий тоже могут быть представлены в виде разностей двух термов:

$$\nu = T_1(m) - T_2(n). \tag{7.6}$$

7.3. Постулаты Бора. Опыт Франка и Герца

В 1913 г. датский физик Нильс Бор усовершенствовал модель атома, предложенную Резенфордом, путём введения предположений, противоречащих классическим представлениям.

Бор высказал два постулата:

1) атом может обладать совершенно устойчивыми состояниями, находясь в которых он не излучает и не поглощает электромагнитных волн (речь идёт об электронных орбитах); согласно положениям классической механики, возможно существование бесконечного множества электронных орбит; Бор же считал, что в действительности осуществляются лишь дискретные (стационарные) орбиты, которые удовлетворяют определённым квантовым условиям;

2) излучение испускается или поглощается в виде светового кванта энергии $h\nu$ при переходе электрона из одного стационарного состояния в другое.

Частоты этого излучения

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}. \tag{7.7}$$

В 1914 г. немецкие учёные Джеймс Франк и Густав Герц поставили опыт, подтверждающий существование дискретных энергетических уровней атома. За эти исследования Франк и Герц в 1925 г. получили Нобелевскую премию.

Схема опыта Франка и Герца представлена на рис. 7.4. В трубке с парами ртути электроны, вылетевшие из катода (К), ускорялись разностью потенциалов U, приложенной между катодом (К) и сеткой (С). Разность потенциалов можно было плавно менять с помощью потенциометра (П).

Зависимость потенциальной энергии электрона между электродами при различных значениях напряжения между катодом и сеткой представлена на рис. 7.5.

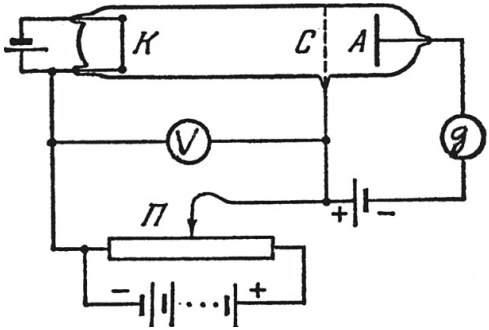


Рис. 7.4. Схема установки Франка и Герца

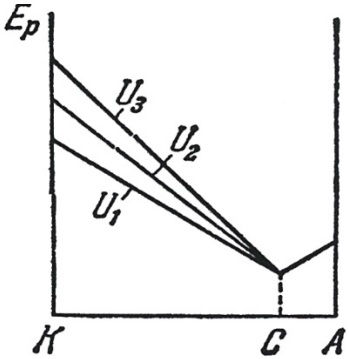


Рис. 7.5. Изменение потенциальной энергии электрона между электродами при различных значениях напряжения между катодом и сеткой (U)

Между сеткой (С) и анодом (А) создавалось слабое электрическое поле (примерно 0,5 В), тормозившее движение электронов к аноду.

Исследовалась зависимость силы тока I в цепи анода от напряжения U между катодом и сеткой. Оказалось (рис. 7.6), что максимальные значения силы тока повторялись при значениях напряжения, равных 4,9 В, 9,8 В, 14,7 В.

Ход кривой, представленный на рис. 7.6, возможно объяснить следующим образом. Электроны могут обладать лишь определёнными энергиями, т.е. находиться в стационарных состояниях с энергиями первого (E_1), второго (E_2) и т.д. стационарных состояний.

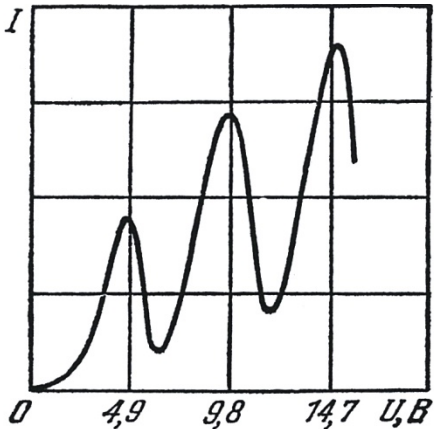


Рис. 7.6. Зависимость силы тока (I) в цепи анода от напряжения между катодом и сеткой (U)

Атомы могут воспринимать энергию лишь порциями: $\Delta E_1 = E_2 - E_1$ или $\Delta E_2 = E_3 - E_1$ и т.д.

Иными словами, электроны не могут передавать атомам данного сорта меньше энергии, чем некоторое минимальное её значение ΔE_1. При этом для разных сортов атомов это значение разное. Таким образом:

1) пока энергия электронов меньше значения ΔE, соударения между электронами и атомами ртути (в трубке на рис. 7.4 находятся пары ртути) носят упругий характер; если учесть, что масса электронов много меньше массы атомов ртути, то становится понятным практически постоянство энергии электронов при столкновениях; часть электронов попадёт на сетку, а остальные, проскочив через сетку, достигнут анода, т.е. создадут ток в цепи гальванометра; с увеличением потенциала U увеличится скорость электронов, поэтому большее число электронов проскочит через сетку, следовательно, сила тока I увеличится;

2) при определённом значении напряжения U (на рис. 7.5 $U = U_1$) энергия, накапливаемая электроном (здесь это значение составляет 4,9 В) в промежутке катод – сетка, достигнет значения ΔE_1, которое может быть поглощено атомом ($\Delta E_1 = eU_1$); в результате соударения электронов с атомами уже не будут упругими: электрон передаёт атому энергию ΔE_1 и сам продолжает двигаться с меньшей скоростью; при этом число электронов, достигших анода, уменьшается, следовательно, уменьшается и анодный ток; атом, получивший порцию энергии ΔE_1, переходит из самого низкого энергетического состояния (основного) в первое возбуждённое состояние (более высокое);

3) если напряжение U в случае ртути превышает значение 9,8 В ($U = U_2$), то электроны имеют энергию, превышающую ΔE_2, т.е. они могут отдать атомам либо порцию энергии $\Delta E_1 = eU_1$, либо порцию энергии $\Delta E_2 = eU_2$, но не способны отдать энергию промежуточных значений.

Итак, в опытах Франка и Герца у атомов непосредственно обнаруживается существование дискретных энергетических уровней.

Полученные результаты удобно изображать в виде диаграммы «энергетических уровней» атома. Если взять за ось энергии полупрямую, то возможные значения энергии атома будут изображаться на ней точками (0), (1), (2) и т.д. (рис. 7.7).

Через эти точки на диаграмме проведены горизонтальные линии («уровни энергии»). Самое низкое энергетическое состояние,

соответствующее энергии E_0, будет состоянием нормального невозбуждённого атома (основное состояние).

Следующим энергетическим состоянием – первым возбуждённым состоянием будет состояние с энергией:

$$E_1 = E_0 + eU_1. \tag{7.8}$$

Выше лежат дискретные уровни энергии E_2, E_3,…, соответствующие более высоким состояниям возбуждения.

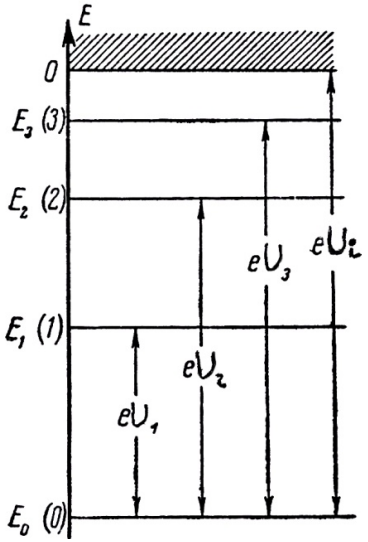


Рис. 7.7. Диаграмма энергетических уровней атома

И, наконец, на некоторое значение eU_i выше значения энергии E_0 лежит уровень энергии, соответствующий ионизированному состоянию атома (когда один из его электронов удалён на расстояние, значительно превышающее размер атома – в физическом смысле на бесконечность, где он находится в состоянии покоя).

Электрон может сообщить атому энергию, превышающую энергию ионизации eU_i, т.е. сообщить атому ещё и некоторую кинетическую энергию, равную $\frac{1}{2}mv^2$:

$$\Delta E = eU_i + \frac{1}{2}mv^2. \qquad (7.9)$$

Поскольку кинетическая энергия может иметь любое значение, то и порция энергии $\Delta E > eU_i$ может принимать любые значения (непрерывные уровни энергии для её значений выше eU_i).

Обычно за нуль шкалы энергий атомной системы принимают энергию, соответствующую состоянию системы: ион и покоящийся на бесконечном расстоянии электрон.

При этом положительными считаются энергии системы ион – электрон, когда электрон находится вне атома. Энергии, соответствующие состояниям, при которых электрон связан в атоме, считаются отрицательными.

Так, например, энергия основного состояния атома по данной шкале равна $-eU_i$.

Таким образом, дискретность энергий атомов представила собой свойство, качественно отличавшее атомные системы от любых макроскопических систем, энергия которых по законам механики Ньютона и электродинамики Максвелла должна изменяться непрерывно и принимала любые значения.

В спектроскопии частоты спектральных линий принято представлять в виде разности положительных чисел $T(n)$, называемых, как уже указывалось выше, термами. Например, для водорода

$$T(n) = \frac{R}{n^2}. \qquad (7.10)$$

Тогда частота фотона, излучаемого при переходе из состояния n в состояние m, определится по формуле

$$\nu_{nm} = T(m) - T(n) = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2}, \qquad (7.11)$$

где $n > m$.

Выразим теперь терм через энергию уровня. Согласно второму постулату Бора:

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} = \left(-\frac{E_m}{h}\right) - \left(-\frac{E_n}{h}\right). \qquad (7.12)$$

Энергии электронов, связанных в атоме, как указано выше, отрицательны, поэтому выражения в круглых скобках в правой части (7.12) с учётом знака минус являются положительными.

Сопоставим (7.11) и (7.12):

$$T(n) = -\frac{E_n}{h}. \qquad (7.13)$$

Из (7.13) следует, что терм тесно связан с энергией стационарного состояния атома.

При получении условий для стационарных орбит Бор исходил из постулата Планка. Мы знаем, что, согласно выводам Планка, осуществляются только такие состояния гармонического осциллятора, энергия которых составляет

$$E_n = nh\nu,$$

где n – целое число.

Из всех орбит электрона, возможных с точки зрения квантовой механики, осуществляются только те, для которых момент импульса равен целому кратному постоянной Планка:

$$L = n\hbar, \qquad (7.14)$$

где n – главное квантовое число, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

Теория Бора была крупным шагом вперёд в развитии теории атома. Она показала неприменимость классической физики к внутриатомным явлениям и необходимость использования квантовых законов в микромире. Вместе с тем после первых успехов данной теории стали выявляться её недостатки. Так, например, с помощью этой теории никак не удавалось построить теорию атома гелия – одного из простейших атомов, непосредственно следующего за атомом водорода.

В целом теория Бора была внутренне противоречива: она не была ни последовательно классической, ни последовательно квантовой теорией. В результате теория Бора явилась лишь переходным этапом на пути к созданию последовательной теории атомных явлений.

Заметим, что в атмосфере очень важным состоянием является возбуждённое состояние частиц воздуха в верхних слоях.

7.4. Элементы квантовой механики

Итак, теория Бора показала, что классическая физика неприменима для описания внутриатомных явлений. Правомерно возник вопрос о возможности представления электрона в виде маленькой механической частицы с определённой координатой и определённым импульсом.

Вообще говоря, в оптических явлениях обнаружился дуализм: свет обладает одновременно и волновыми, и корпускулярными свойствами.

В 1924 г. французский физик Луи де Бройль (1892–1987) выдвинул смелую гипотезу о том, что дуализм не является характерным свойством только для оптических явлений. Он допустил, что частицы вещества наряду с корпускулярными свойствами имеют и волновые свойства. Иными словами, де Бройль предложил все микрообъекты рассматривать и как частицы, и как волны.

Так фотон обладает энергией E и импульсом p. Энергия фотона составляет

$$E = h\nu = \hbar\omega, \tag{7.15}$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $\omega = 2\pi\nu$, а импульс фотона

$$p = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}. \tag{7.16}$$

По идее де Бройля движению электронов или другой частицы можно сопоставить волну:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi\hbar}{mv}. \qquad (7.17)$$

Эти волны де Бройль назвал «волны материи». Гипотеза де Бройля вскоре была подтверждена экспериментально опытами Дэвисона и Джермера (1927 г.), а также опытами Г.П. Томсона и П.С. Тартаковского по дифракции электронов.

Схема опыта Тартаковского изображена на рис. 7.8. Электрон при ударе о фотопластинку оказывает на неё такое же действие, как и фотон.

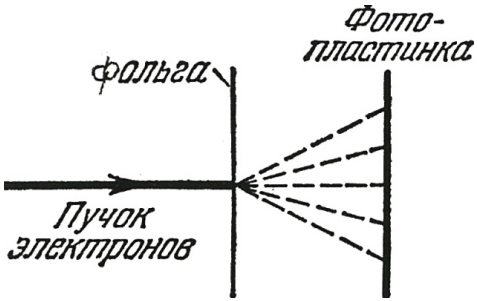


Рис. 7.8. Схема опыта П.С. Тартаковского

На фотопластинке получилась типичная дифракционная картина (чередование светлых и тёмных колец). При этом дифракционная картина соответствует длине волны (7.17).

В этих опытах интенсивность электронных пучков была велика. Одновременно через фольгу проходило много электронов, поэтому нельзя было утверждать, обнаруживает ли дифракцию отдельный электрон или дифракционная картина обусловлена участием в процессе многих электронов.

Для выяснения того, обладает ли дифракцией отдельный электрон, в 1949 г. советские физики Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин и

В.А. Фабрикант осуществили опыт с электронным пучком настолько слабой интенсивности, что электроны проходили через прибор заведомо поодиночке.

При достаточно большой экспозиции была получена дифракционная картина, ничем не отличающаяся от той, которая была получена с пучками большой интенсивности.

Таким образом, было доказано, что волновые свойства присущи отдельному электрону.

7.4.1. Необычные свойства микрочастиц

Микрочастицами называются элементарные частицы (электрон, протон, позитрон, нейтрон, фотон и др.), а также сложные частицы, образованные из сравнительно небольшого количества элементарных частиц (ядро атома, атом, молекула и т.д.).

Как было показано выше, всякий микрообъект сочетает в себе свойства и волны, и частицы. Это – «частицы-волны».

Ни видеть, ни осязать микрообъект мы не можем. Микротела непохожи ни на что из того, что нам когда-нибудь приходилось видеть.

В классической физике, чтобы понять какое-то явление, мы пытались составить себе наглядный образ какого-либо объекта или процесса.

Квантовую физику нельзя понять в таком смысле слова. Наглядные модели непригодны для представления квантовых процессов, так как всякая наглядная модель неизбежно будет действовать по классическим законам.

Микротела, эти «волны-частицы», не ведут себя ни как волны, ни как частицы, кроме того, микротела отличаются и от макротел:

1) микрочастица в отличие от волны обнаруживается только как единое целое (например, не пол-электрона, а только целый электрон); волну же можно разделить на части и воспринимать

каждую часть в отдельности (например, световой луч можно разделить на два луча);

2) отличие микрочастицы от макрочастицы заключается также в том, что она не обладает одновременно определёнными значениями координаты и импульса, в результате чего понятие траектории по отношению к микрочастице утрачивает смысл.

Покажем своеобразие свойств микрочастиц в следующем мысленном эксперименте.

Пусть на преграду с двумя узкими щелями падает параллельный пучок электронов с одинаковой кинетической энергией. Если закрыть вторую щель, то почернение на фотопластинке будет характеризоваться кривой *1* (рис. 7.9), если закрыть первую щель, – то кривой *2*. Если открыть обе щели, то получим кривую *3*, т.е. картину, аналогичную случаям интерференции двух когерентных световых волн.

Характер картины показывает, что на движение каждого электрона оказывают влияние оба отверстия.

Если бы электрон в каждый момент времени находился в определённой точке пространства и двигался бы по определённой траектории, то он обязательно проходил бы через определённое отверстие (*1* или *2* на рис. 7.9). При этом электрон всегда обнаруживается как единое целое. Нельзя считать, что одна часть электрона проходит через одно отверстие, а другая часть – через другое.

Таким образом, с уменьшением размеров частиц начинают проявляться качественно новые их свойства, не обнаруживающиеся у макрочастиц.

Итак, из приведённого опыта понятно, что траектория у электронов отсутствует. Вместе с тем во многих других опытах (камера Вильсона, электронно-лучевая трубка) мы ясно наблюдаем траектории микрочастиц. Казалось бы, мы имеем противоречие. Однако в данной ситуации положение такое же, как и в оптике:

1) если размеры преград велики по сравнению с длиной волны, то распространение света происходит вдоль определённых траекторий, т.е. выполняется закон прямолинейного распространения света;

2) так и для микрочастиц – при определённых условиях понятие траектории оказывается применимым, но лишь приближённо.

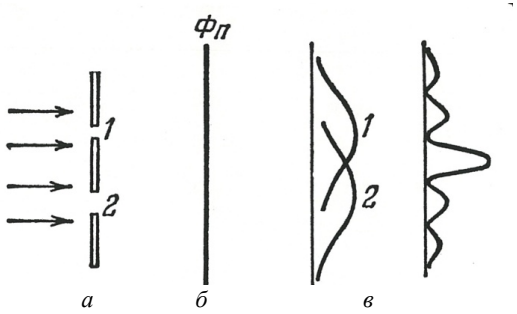


Рис. 7.9. К понятию своеобразия свойств микрочастиц

7.4.2. Принцип неопределённости

В классической механике состояние материальной точки определяется заданием динамических переменных (координат, импульса, энергии и т.д.), как это записано в (7.17).

Микрочастице, строго говоря, нельзя приписать такие динамические переменные. Вместе с тем всю информацию о микротелах мы получаем, наблюдая их взаимодействие с приборами, представляющими собой макротела. По этой причине результаты измерений выражаются через значения динамических переменных, как и для макротел, которые приписываются микрочастицам (например, электрон с определённой энергией и т.д.).

Однако здесь проявляется своеобразие микрочастиц: не для всех переменных при измерениях одновременно получаются определённые значения. Так, например, микрочастица не может одновременно иметь точных значений координаты x и компоненты импульса p_x. Неопределённости значений x и p_x удовлетворяют соотношению

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}. \tag{7.18}$$

Из (7.18) следует, чем меньше неопределённость одной из переменных (x или p_x), тем больше неопределённость другой.

Если в каком-то состоянии одна из переменных имеет точное значение (т.е. её неопределённость равна нулю), то другая переменная оказывается при этом совершенно неопределённой (её неопределённость равна бесконечности).

Соотношение (7.18) называется соотношением неопределённости. Его открыл 1927 г. немецкий физик Вернер Гейзенберг (1901–1976), который в 1932 г. стал лауреатом Нобелевской премии.

Это соотношение выполняется и для других пар величин, которые называются канонически сопряжёнными (y и p_y; z и p_z; E и t).

Например, для энергии соотношение следующее:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}. \tag{7.19}$$

Таким образом, определённость энергии с точностью ΔE должно занять интервал времени $\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E}$.

Пусть некоторая микрочастица свободно летит по какому-то направлению (рис. 7.10). Поставим на её пути щель Δx перпендикулярно движению данной микрочастицы и попытаемся определить значение её координаты x.

До прохождения частицы через щель её составляющая импульса p_x имеет точное значение, равное нулю, так как по условию щель перпендикулярна направлению движения частицы, т.е. её импульсу: $\Delta p_x = 0$, но $\Delta x = \infty$ (координата x совершенно не определена).

В момент прохождения частицы через щель вместо полной неопределённости координаты x появляется неопределённость Δx, однако при этом теряется определённость импульса p (появляется неопределённость импульса Δp_x).

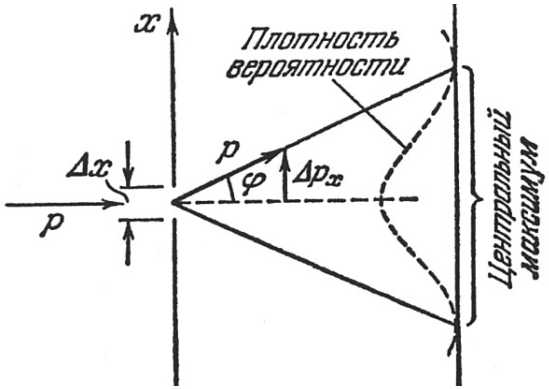


Рис. 7.10. К пониманию соотношения неопределённости

Получим соотношение неопределённости. Действительно, при прохождении частицы через щель наблюдается дифракция. Угол φ соответствует первому дифракционному минимуму. Тогда имеется некоторая вероятность того, что частица будет двигаться в пределах угла 2φ, т.е. появляется неопределённость:

$$\Delta p_x = p \sin \varphi, \tag{7.20}$$

где $\sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x}$ (угол соответствует первому минимуму при дифракции от одной щели), Δx – ширина щели.

Условие минимума при дифракции от одной щели, как указано выше, $b \sin \varphi = k\lambda$. В рассматриваемом случае $b = \Delta x$, $k = 1$, $\Delta x \sin \varphi = \lambda$, следовательно, $\sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x}$.

В результате

$$\Delta p_x = p \sin \varphi \approx p \frac{\lambda}{\Delta x}. \tag{7.21}$$

Поскольку длина волны де Бройля $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{mv}$ из (7.17), то

$$\Delta x \Delta p_x \sim p\lambda \sim 2\pi\hbar = h, \tag{7.22}$$

т.е. получается соотношение неопределённости.

Соотношение неопределённости указывает, в какой мере можно пользоваться понятиями классической механики по отношению к микрочастицам и, в частности, с какой степенью точности можно говорить о траекториях микрочастицы.

Действительно, движение по траектории характеризуется вполне определёнными значениями координат и скорости в каждый момент времени:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \tag{7.23}$$

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{2m}. \tag{7.24}$$

Из (7.24) следует, чем больше масса частицы, тем меньше неопределённость её координаты и скорости. Для макрочастиц (частиц с большой массой) эта неопределённость не оказывает влияния, и мы имеем движение по траектории. Интересно и то, что при определённых условиях даже движение микрочастиц можно приближённо рассматривать происходящим по траектории.

Так, например, движение электронов в электронно-лучевой трубке практически неотличимо от движения по траектории.

Соотношение неопределённости является одним из фундаментальных положений квантовой механики. Из него можно получить целый ряд важных результатов. Например, оно позволяет объяснить, что электрон не падает на ядро атома. Действительно, если бы электрон упал на точечное ядро, его координаты и импульс приняли бы определённые (нулевые) значения, что несовместимо с принципом неопределённости.

Таким образом, принцип неопределённости толкуется как невозможность одновременного точного измерения значений некоторых пар величин, описывающих движение микрообъекта.

7.4.3. Уравнение Шрёдингера

Австрийский физик Эрвин Шрёдингер (1887–1961) развивал идею де Бройля о волновых свойствах вещества. Он сопоставил дифракционные явления в оптике с дифракцией элементарных частиц.

Исходя из волновых свойств микрообъектов, Шрёдингер пришёл к выводу о том, что волновые свойства элементарных частиц, их поведение должны описываться волновым уравнением. Таким уравнением для микрочастицы является уравнение Шрёдингера.

Шрёдингер получил комплексную функцию координат и времени – волновую функцию ψ, которую сопоставил с движением микрочастицы. ψ-функция характеризует состояние микрочастицы подобно тому, как в классической механике состояние макрочастицы характеризуется заданием динамических переменных.

В 1926 г. Шрёдингер получил своё знаменитое уравнение, из решения которого получается вид функции ψ:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}, \qquad (7.25)$$

где m – масса частицы, U – функция координат и времени, равная взятому с обратным знаком потенциалу силового поля, в котором движется частица: $U = -\prod(x, y, z, t)$, i – мнимая единица, ∇^2 – оператор Лапласа (Лапласиан):

$$\nabla^2\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}. \qquad (7.26)$$

Из уравнения (7. 25) следует, что вид ψ-функции определяется функцией U, т.е., в конечном счёте, характером сил, действующих на частицу. Это уравнение, по сути дела, заменяет уравнение $F = ma$, применяемое в классической механике.

Уравнение Шрёдингера является основным уравнением нерелятивистской квантовой механики. Оно не может быть выведено из других соотношений. Его следует рассматривать как исходное ос-

новное предположение, справедливость которого доказывается тем, что все вытекающие из него следствия очень точно согласуются с опытными данными.

Если силовое поле, в котором движется частица, стационарно, т.е. не зависит от времени, то потенциал явно не зависит от времени, и функция U имеет смысл потенциальной энергии. В этом случае решение уравнения Шрёдингера распадается на два множителя:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)\, e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}, \tag{7.27}$$

где E – полная энергия частицы. Она остаётся постоянной для стационарного поля.

В (7.27) первый множитель зависит только от координат, а второй – зависит только от времени.

Подставим (7.27) в (7.25):

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U\psi = E\psi. \tag{7.28}$$

Для стационарного состояния уравнение Шрёдингера примет вид

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0. \tag{7.29}$$

Большую роль в квантовой механике играет понятие оператора. Под оператором подразумевается правило, посредством которого одной функции (φ) сопоставляется другая функция (*f*):

$$f = \hat{A}\varphi, \tag{7.30}$$

где $\hat{A}$ – символическое обозначение оператора (обозначается буквой A «со шляпкой»). Так в (7.26) роль $\hat{A}$ играет ∇^2, роль φ – ψ, роль f – сумма (7.26) $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$. Иными словами, символ оператора кратко обозначает те действия, с помощью которых функция φ превращается в функцию f.

Запишем уравнение (7.28) через оператор $\widehat{H}$ – оператор Гамильтона, или гамильтониан:

$$\widehat{H}\psi = E\psi, \tag{7.31}$$

$$\widehat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U, \tag{7.32}$$

где U рассматривается как оператор умножения. Гамильтониан $\widehat{H}$ – оператор энергии.

В квантовой механике всем динамическим переменным сопоставляются операторы – оператор координат, импульса, момента импульса и т.д. При этом для каждой динамической переменной составляется уравнение типа (7.31). Например:

$$\hat{Q}\psi = q\psi, \tag{7.33}$$

где $\hat{Q}$ – оператор, сопоставляемый переменной q.

Уточним смысл ψ-функции.

В 1926 г. немецкий и британский учёный Макс Борн (1882–1970) дал правильную интерпретацию ψ-функции: квадрат модуля ψ-функции определяет вероятность dp того, что частица будет обнаружена в пределах объёма dV (за исследования в области квантовой механики Борн получил Нобелевскую премию в 1954 г.):

$$dp = A|\psi|^2\,\mathrm{d}V = A\psi^* \cdot \psi\, dV, \tag{7.34}$$

где A – коэффициент пропорциональности.

В 7.34 $|\psi|^2$ представлен как $\psi^* \cdot \psi$.

Вероятность того, что частица находится в одной из точек пространства, т.е. вероятность достоверного события составляет:

$$\int dp = A\int \psi^* \cdot \psi\, dV = 1, \tag{7.35}$$

$$\int \psi^* \cdot \psi\, dV = 1. \tag{7.36}$$

Условие (7.36) называется условием нормировки, а ψ-функции, удовлетворяющие условию (7.36), называются нормированными.

Тогда для нормированной функции

$$A = \frac{1}{\int \psi^* \cdot \psi \, dV} = \frac{1}{1} = 1. \qquad (7.37)$$

Для нормированной функции:

$$dp = |\psi|^2 dV = \psi^* \cdot \psi \, dV. \qquad (7.38)$$

Иными словами, квадрат модуля ψ-функции даёт плотность вероятности нахождения частицы в соответствующем месте пространства:

$$|\psi|^2 = \frac{dp}{dV}. \qquad (7.39)$$

Для стационарного силового поля:

$$\psi^* \cdot \psi = e^{i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \psi^* \cdot e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \psi = \psi^* \cdot \psi, \qquad (7.40)$$

т.е. плотность вероятности не зависит от времени, поэтому состояния, описываемые ψ-функциями вида (7.27), называются стационарными.

Из смысла ψ-функции вытекает, что квантовая механика имеет статистический характер. Она не позволяет определить точное местонахождение частицы в пространстве или траекторию частицы. С помощью ψ-функции можно лишь предсказать, с какой вероятностью частица может быть обнаружена в различных точках пространства.

Вместе с тем сказанное выше не означает, что квантовая механика менее точно описывает движение микрочастиц, чем классическая механика – движение макрочастиц. Просто в применении к микрочастицам понятия определённого местонахождения и траектории вообще теряют смысл.

7.4.4. Квантование энергии

Из уравнения (7.31) и условий, налагаемых на ψ-функцию, можно получить правила квантования энергии.

На ψ-функцию обычно накладываются стандартные условия – она должна быть:

а) однозначной;

б) непрерывной;

в) конечной, за исключением иногда особых точек;

г) должна иметь непрерывную и конечную производную.

Уравнение (7.31) имеет в качестве параметра энергию E.

Из теории дифференциальных уравнений известно, что уравнения типа (7.31) имеют решения, удовлетворяющие стандартным условиям лишь при определённых значениях энергии E, т.е. параметра. Эти определённые, избранные значения называются собственными значениями энергии (или другого параметра), а соответствующие им функции – собственными функциями задачи.

Совокупность собственных значений называется спектром. Спектр бывает:

1) дискретным, если совокупность собственных значений образует дискретную последовательность;

2) сплошным или непрерывным, если собственные значения образуют непрерывную последовательность.

В случаях дискретного спектра собственные значения и собственные функции можно пронумеровать:

$$E_1, E_2, E_3, \ldots, E_n, \ldots ;$$

$$\psi_1, \psi_2, \psi_3, \ldots, \psi_n, \ldots .$$

Таким образом, квантование энергии получается из основных положений квантовой механики без каких-либо дополнительных предположений.

Нахождение собственных значений и собственных функций – обычно весьма трудная математическая задача.

7.4.5. Частица в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме

Рассмотрим этот случай в качестве наиболее простого решения уравнения Шрёдингера.

Пусть частица может двигаться только вдоль оси x. Пусть движение её ограничено непроницаемыми для частицы стенками: $x = 0$; $x = l$.

Потенциальная энергия U имеет вид, демонстрируемый в рис. 7.11:

$$U = 0 \text{ при } 0 \leq x \leq l, \tag{7.41}$$

$$U = \infty \text{ при } x < 0 \text{ и } x > l. \tag{7.42}$$

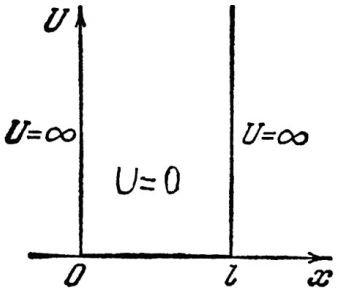


Рис. 7.11. Потенциальная энергия частицы при её движении вдоль оси x и ограничении движения непроницаемыми стенками

Запишем уравнение Шрёдингера в виде (7.29):

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0. \tag{7.43}$$

В левой части (7.43) стоит полная производная, поскольку ψ зависит только от x.

Наложим условия на ψ:

1) так как за пределы ямы частица попасть не может, то вероятность обнаружить частицу за пределами ямы равна нулю, следовательно, за пределами ямы

$$\psi = 0; \tag{7.44}$$

2) из условий непрерывности следует:

$$\psi(0) = \psi(l) = 0. \tag{7.45}$$

Для той области, где $\psi \not\equiv 0$, т.е. в яме:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0, \tag{7.46}$$

поскольку здесь $U = 0$.

В (7.46) обозначим

$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E. \tag{7.47}$$

Как для уравнения гармонического колебания, можно записать

$$\psi'' + \omega^2\psi = 0. \tag{7.48}$$

Решение такого уравнения будет иметь вид

$$\psi(x) = a\sin(\omega x + \alpha). \tag{7.49}$$

Удовлетворим граничные условия:

$$\psi(0) = a\sin\alpha = 0, \tag{7.50}$$

т.е. $\alpha = 0$,

$$\psi(l) = a\sin\omega l = 0. \tag{7.51}$$

Это может быть выполнено лишь при условии:

$$\omega l = \pm n\pi, \tag{7.52}$$

так как $\omega = \pm\frac{n\pi}{l}$; $n = 1, 2, 3, \ldots$; $n = 0$ не берётся, так как при таком условии $\psi \equiv 0$, т.е. частица нигде не находится.

Теперь из (7.52) найдём собственные значения E, учитывая, (7.47), т.е., что $\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E$:

$$E = \frac{\omega^2\hbar^2}{2m} = \frac{\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2\hbar^2}{2m}, \tag{7.53}$$

где $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$.

В общем случае

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2 \,, \tag{7.54}$$

что демонстрирует дискретный спектр энергии (рис. 7.12).

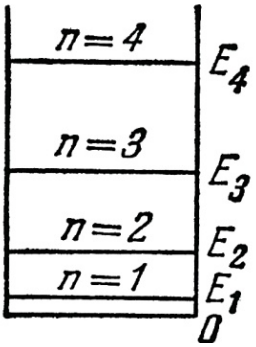


Рис. 7.12. Схема энергетических уровней

Найдём собственные функции:

$$\psi_n(x) = a \sin \omega x = a \sin \frac{n\pi x}{l}, \tag{7.55}$$

так как α = 0 в (7.49).

Коэффициент *a* найдём из условия нормировки:

$$a^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1 \,. \tag{7.56}$$

Так как на концах промежутка подынтегральная функция равна нулю, то значение интеграла найдём следующим образом: умножим среднее значение подынтегрального выражения на длину промежутка (*l*). Поскольку значения синуса угла меняются от 0 до 1, то среднее значение его составляет $\frac{(0+1)}{2} = \frac{1}{2}$. Итак, среднее значение подынтегрального выражения равно $\frac{1}{2}$.

$$a^2\left(\frac{1}{2}\right)l = 1\,, \tag{7.57}$$

$$a = \sqrt{\frac{2}{l}}. \tag{7.58}$$

Таким образом:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}}\sin\frac{n\pi x}{l}\,, \tag{7.59}$$

где n = 1, 2, 3,…

На рис. 7.13 представлены собственные функции плотности вероятностей. На правом рис. 7.13, *б* частица в состоянии 2 не может быть обнаружена в середине ямы, но одинаково часто бывает в левой или правой части ямы.

Заметим, что по классическим представлениям все положения частицы в яме равновероятны.

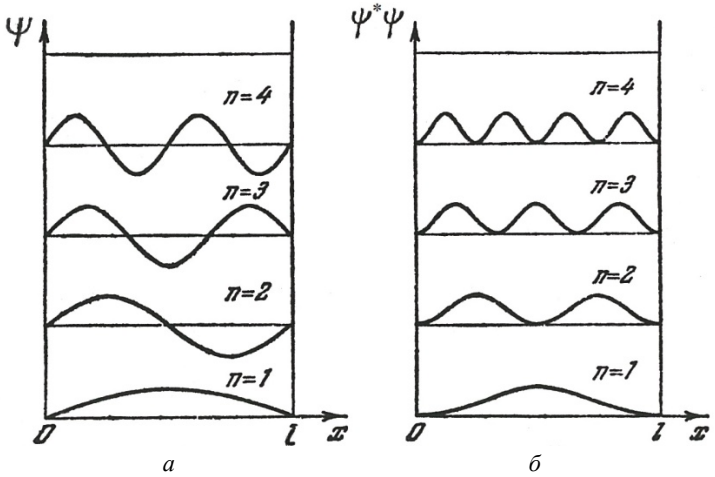


Рис. 7.13. Графики собственных функций (*а*) и плотностей вероятностей (*б*)

7.4.6. Прохождение частицы через потенциальный барьер

Пусть частица движется слева направо и встречает на своём пути потенциальный барьер высоты U_0 и ширины l (рис. 7.14).

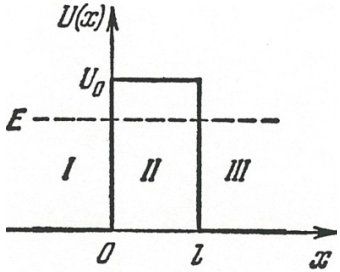


Рис. 7.14. Прохождение частицы через потенциальный барьер

По классическим представлениям:

1) если полная энергия частицы $E > U_0$, то частица беспрепятственно проходит над барьером;

2) если же $E < U_0$, то частица отражается от барьера и летит в обратную сторону.

В квантовой механике:

1) даже при $E > U_0$ есть вероятность того, что частица отразится от барьера и полетит в обратную сторону, т.е. рассматриваемая вероятность не равна нулю;

2) при $E < U_0$ имеется отличная от нуля вероятность того, что частица проникнет «сквозь» барьер и окажется в области, где $x > l$. Сказанное вытекает непосредственно из уравнения Шрёдингера [9].

При преодолении потенциального барьера частица как бы проходит через «туннель» в этом барьере, в связи с чем рассматриваемое явление называется туннельным эффектом.

С классической точки зрения это явление – абсурд, так как частица, находящаяся в туннеле, должна была бы обладать отрицательной кинетической энергией (в классической физике $E = E_{\text{кин}} + U$, а в туннеле $E < U$, т.е. $E_{\text{кин}} < 0$).

Туннельный эффект – явление специфически квантовое, не имеющее аналога в классической физике.

В квантовой механике деление полной энергии на кинетическую и потенциальную смысла не имеет, так как противоречит принципу неопределённости.

Действительно, если бы частица обладала определённой кинетической энергией ($E_{\text{кин}} = \frac{p}{2m}$), то она имела бы определённый импульс. Вместе с тем тот факт, что частица имеет определённую потенциальную энергию U, означал бы, что частица имеет точную координату ($U = \frac{kx^2}{2}$).

Однако поскольку координата и импульс не могут одновременно иметь точных значений, то не могут быть одновременно точно определены и значения $E_{\text{кин}}$ и U.

Таким образом, хотя полная энергия E частицы имеет вполне определённое значение, она не может быть представлена в виде суммы точно определённых энергий $E_{\text{кин}}$ и U.

7.4.7. Гармонический осциллятор

Гармоническим осциллятором называется частица, совершающая одномерное движение под действием квазиупругой силы:

$$F = -kx. \tag{7.60}$$

Потенциальная энергия частицы составит

$$U = \frac{kx^2}{2}. \tag{7.61}$$

Собственная частота классического гармонического осциллятора:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}, \tag{7.62}$$

откуда

$$k = \omega^2 m, \tag{7.63}$$

$$U = \frac{m\omega^2 x^2}{2},$$

тогда:

$$U = \frac{m\omega^2 x^2}{2}. \tag{7.64}$$

Уравнение Шрёдингера для осциллятора записывается уравнением типа (7.43) при использовании (7.61) и (7.63):

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2}\right)\psi = 0. \tag{7.65}$$

Из теории дифференциальных уравнений следует, что (7.65) имеет конечные, однозначные и непрерывные решения при условии

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega, \tag{7.66}$$

где $n = 0, 1, 2, \ldots$

Рисунок 7.15 представляет собой схему, на которой уровни для наглядности вписаны в кривую потенциальной энергии, хотя следует помнить, что в квантовой механике полная энергия не может быть представлена в виде суммы точно определённых значений $E_{\text{кин}}$ и U , о чём речь уже шла выше.

Энергетические уровни гармонического осциллятора равноотстоящие. Наименьший из них (рис. 7.14) называется нулевой энергией:

$$E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega. \tag{7.67}$$

Существование нулевой энергии подтверждено опытами.

Таким образом, и при абсолютном нуле температур колебания атомов в кристаллической решётке не прекращаются.

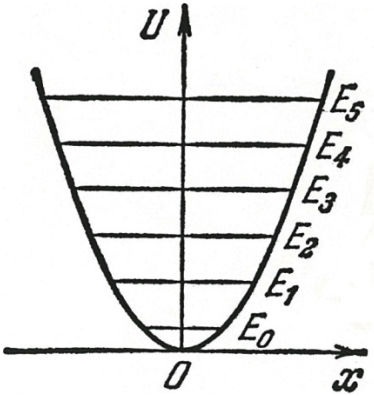


Рис. 7.15. Схема энергетических уровней гармонического осциллятора

Правила отбора для квантового числа n:

$$\Delta n = \pm 1, \tag{7.68}$$

т.е. для гармонического осциллятора возможны лишь переходы между соседними уровнями.

Из (7.68) следует, что энергия гармонического осциллятора может изменяться только порциями $\hbar\omega$. Этот результат получается из квантовой механики естественным путём.

В классической механике подобные предположения условно вводились для объяснения ряда явлений (например, гипотеза Планка при объяснении излучения абсолютно чёрного тела).

7.5. Оптические квантовые генераторы

Как мы уже неоднократно отмечали, все обычные, традиционные реальные источники света некогерентны, так как излучение их складывается из некогерентных между собой потоков, испускаемых микроскопическими элементами источника – атомами, молекулами, ионами, свободными электронами.

В начале 60-х гг. XX в. были созданы источники света нового типа – оптические квантовые генераторы, или лазеры.

В лазерах, в отличие от обычных источников света, электромагнитные волны, возникающие даже в различных частях лазера, удалённых друг от друга на макроскопические расстояния, оказываются когерентными между собой.

Излучение лазеров характеризуется целым рядом замечательных особенностей:

1) строгая монохроматичность ($\Delta\lambda \sim 0{,}1\ \dot{A}$);

2) высокая временная и пространственная когерентность;

3) большая интенсивность;

4) узость пучка.

Большая мощность и узость пучка позволяет при фокусировке с помощью линзы получить плотность потока энергии в 1 000 раз превышающую плотность потока энергии, которую получают фокусировкой солнечного света.

Такие пучки света с высокой плотностью мощности можно использовать в самых различных целях:

1) в области индустрии – для сварки, обработки и резания материалов и деталей, в приборостроении, машиностроении, текстильной промышленности;

2) в биологии, медицине, геодезии и картографии, в системах локации спутников;

3) с помощью мощного лазерного излучения можно проводить разделение изотопов и осуществлять направленные химические реакции;

4) с помощью лазеров проводят исследование атмосферы;

5) высокая когерентность излучения открывает широкие перспективы использования лазеров для целей радиосвязи, в частности для направленной радиосвязи в космосе.

Сфера применения оптических квантовых генераторов постоянно расширяется.

Оптические квантовые генераторы основаны на трёх идеях:

1) возможность процесса вынужденного излучения (эта идея была сформулирована Альбертом Эйнштейном в рамках теории теплового некогерентного излучения);

2) применение термодинамически неравновесных систем (с инверсной заселённостью), в которых возможно усиление, а не поглощение электромагнитных волн (В.А. Фабрикант, 1940 г.);

3) использование положительной обратной связи для превращения усиливающей системы в автоколебательную, т.е. в генератор когерентных электромагнитных волн.

Рассмотрим вынужденное излучение и инверсную заселённость, упомянутые выше.

Вынужденное излучение. В 1918 г. Эйнштейн обратил внимание на то, что, кроме обычно существующих спонтанного (самопроизвольного) излучения и поглощения, должно существовать ещё и вынужденное (индуцированное) излучение. Это – испускательные переходы (с n на m) (рис. 7.16), вероятность которых возрастала бы с увеличением интенсивности вынуждающего излучения, т.е. «испускательные» переходы, вызываемые излучением.

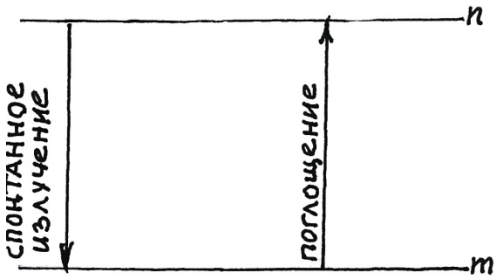


Рис. 7.16. Спонтанное излучение и поглощение

Эйнштейн доказал, что вероятность вынужденных переходов, сопровождающихся излучением, должна быть равна вероятности вынужденных переходов, сопровождающихся поглощением света.

Таким образом, вынужденные переходы могут с равной вероятностью происходить как в одном, так и в другом направлении.

Вынужденное излучение обладает очень важными свойствами:

а) направление его распространения в точности совпадает с направлением распространения вынуждающего излучения, т.е. внешнего излучения, вызвавшего переход;

б) аналогичные свойства проявляются для фазы, частоты и поляризации вынужденного и вынуждающего излучений.

В результате вынужденное и вынуждающее излучения оказываются строго когерентными.

Инверсная заселённость. Если на вещество падает свет частоты ω, то

$$\omega = \frac{E_n - E_m}{\hbar}, \qquad (E_n > E_m), \tag{7.69}$$

где E_n и E_m – энергия уровней атома, то падающий на вещество свет может вызывать два процесса (рис. 7.17):

а) вынужденное поглощение света при условии, что $m \to n$;

б) вынужденное испускание света при условии, что $n \to m$.

Поглощение света ослабляет интенсивность падающего пучка света, а излучение увеличивает интенсивность этого падающего пучка. В зависимости от того, какой из этих процессов преобладает, получится и результат, т.е. ослабленный или усиленный первоначальный пучок света.

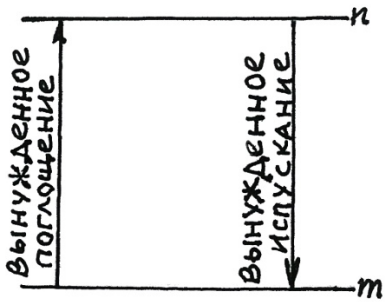


Рис. 7.17. Вынужденное излучение и вынужденное поглощение

Известно, что для термодинамического равновесия распределение атомов по разным энергетическим состояниям (уровням) определяется по закону Больцмана:

$$\frac{N_n}{N_m} = e^{-\frac{(E_n - E_m)}{kT}}. \qquad (7.70)$$

Из формулы (7.70) следует, что с увеличением энергии состояния ($E_n > E_m$) заселённость уровня (количество атомов в данном состоянии) уменьшается, т.е. $N_n < N_m$.

Число переходов между двумя уровнями пропорционально заселённости исходного уровня.

Сказанное выше приводит к важным выводам:

1) если система атомов находится в термодинамическом равновесии, то поглощение падающей световой волны будет преобладать над вынужденным излучением, т.е. падающая волна при прохождении через вещество ослабляется;

2) для получения усиления падающей волны следует обратить заселённость энергетических уровней, т.е. сделать так, чтобы в состоянии с большей энергией (E_n) находилось большее число атомов, чем в состоянии с меньшей энергией (E_m): $N_n > N_m$; такая заселённость называется инверсной; в веществе с инверсной заселённостью падающий пучок света при прохождении через вещество будет усиливаться.

7.5.1. Принцип действия оптического квантового генератора

Название «оптический квантовый генератор» применяется потому, что для создания потока направленного излучения в активной среде используются процессы излучения атомов и молекул (т.е. квантовых систем), обладающих дискретным набором возможных значений энергии и испускающих кванты – фотоны.

Второе название оптического квантового генератора – лазер. Оно составлено из первых букв английской фразы: light amplification by stimulated emission of radiation – усиление света индуцированным испусканием излучения.

Принципиальная схема оптического генератора представлена на рис. 7.18. Такая схема называется активным оптическим резонатором.

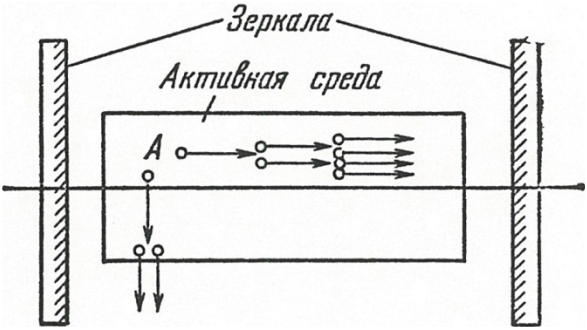


Рис. 7.18. Принципиальная схема оптического квантового генератора

Пусть возбуждённый атом, находящийся в точке *A*, испускает волну в результате спонтанного перехода между уровнями с инверсной заселённостью. При этом чем больше путь, проходимый волной в активной среде, тем больше усиление этой волны.

Наибольшее усиление будет наблюдаться для направления вдоль оси резонатора (на рис. 7.18 в этом направлении изображено большее число стрелок), наименьшее – в направлении, перпендикулярном оси резонатора.

После отражения от зеркала волна вновь распространяется в активной среде, а её амплитуда продолжает увеличиваться. Когда волна достигает противоположного зеркала, она отражается от него и испытывает дальнейшее усиление в активной среде. В дальнейшем все стадии повторяются, следовательно, энергия волны в резонаторе возрастает.

Когда пучок становится достаточно интенсивным, часть его выходит через одно из зеркал, которое выполняется полупрозрачным.

Зеркала резонатора обеспечивают многократное распространение и, следовательно, усиление светового потока в активной среде. Это необходимо и для самовозбуждения генерации, и для её поддержания.

7.5.2. Рубиновый лазер

Этот лазер исторически был первым квантовым генератором, излучающим в видимой области спектра (Али Мейман, 1960 г., США).

В рубиновом лазере применяется оптический метод получения инверсной заселённости. Этот оптический метод селективного возбуждения атомов среды называется «оптическая накачка».

Рассмотрим, в чём же заключается оптическая накачка. Рубин представляет собой кристалл окиси алюминия Al_2O_3 (корунд), в который при его выращивании введена окись хрома Cr_2O_3 (обычно в количестве нескольких сотых долей процента). Окись хрома изоморфно входит в кристаллическую решётку корунда, т.е. кристаллизуется в одинаковые по форме кристаллы.

В результате введения примеси ионов хрома прозрачный кристалл корунда приобретает розовую окраску.

В спектре белого света, прошедшего через кристалл рубина, легко заметить две широкие полосы поглощения, расположенные в зелёной и фиолетовой областях видимой части спектра. Поглощение в данных участках спектра и определяет розовую окраску рубина.

Если кристалл рубина осветить сине-зелёным излучением, которое он как раз поглощает, то кристалл будет светиться красным светом. Заметим, что красный свет отсутствовал в первичном световом пучке. Он представляет собой фотолюминесценцию ионов хрома.

Если наблюдать свечение рубина через спектроскоп, то можно увидеть в красной области спектра линию с длиной волны λ = 0,694 мкм = 694,3 нм = 6943 $\dot{A}$ (1 мкм = 10^{-6} м, 1 нм = 10^{-9} м).

Рассмотрим возникновение люминесценции рубина. На рис. 7.19 показаны энергетические уровни ионов хрома E_3 и E_3' (широкие полосы). E_1 связан с основным состоянием.

В результате поглощения света (в зелёной и фиолетовой областях) ионы хрома переходят с нижнего уровня E_1 на верхние уровни E_3 и E_3'. Получаются широкие полосы поглощения. Они условно показаны на рис. 7.19 тонкими стрелками перехода.

Время жизни (τ) этих возбуждённых состояний ионов хрома мало – $\sim 10^{-8}$ с.

Из этих возбуждённых состояний (E_3 и E_3') ионы хрома переходят в более низкие энергетически состояния:

1) незначительная часть ионов хрома возвращается обратно в основное состояние (E_1), непосредственно излучая поглощённые ими фотоны;

2) большая часть возбуждённых ионов хрома, как показали опыты, сначала отдаёт часть своей энергии кристаллической решётке корунда без излучения света (безызлучательные переходы изображены на рис. 7.19 волнистыми стрелками). В результате ионы попадают в состояние с энергией E_2, расположенное ближе к E_3 и E_3', чем E_1.

Состояние с энергией E_2 (возбуждённое) является метастабильным, т.е. состоянием с большой длительностью существования – $\tau \sim 3 \cdot 10^{-3}$ с. Иными словами, время жизни этого уровня во много раз больше ($\sim$ в 10^5 раз), чем состояний E_3 и E_3'.

Метастабильные состояния образуются в результате того, что переход из них в основное состояние запрещён правилами отбора. Однако поскольку правила отбора не являются абсолютно строгими, а просто вероятность запрещённых переходов много меньше, чем вероятность переходов разрешённых, то запрещённые перехо-

ды всё же реализуются, но время жизни в метастабильном состоянии достаточно большое.

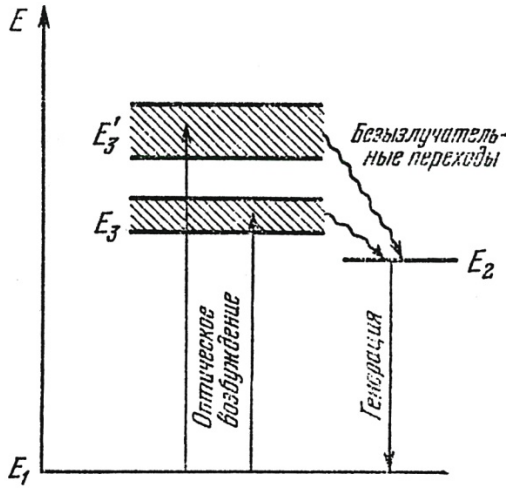


Рис. 7.19. Схема энергетических уровней иона хрома

Возвращению ионов хрома с уровня E_2 на основной уровень E_1 соответствуют излучательные переходы, создающие как раз красную линию рубина (0,694 мкм).

Если освещать рубин мощным потоком белого света, то возбуждаются ионы хрома, которые приобретают энергию E_3, E_3', а затем они безызлучательным путём быстро переходят на метастабильный уровень E_2.

Благодаря большой длительности его существования, на уровне E_2 происходит «накопление» ионов хрома. При достаточно большой освещённости рубина их концентрация на уровне E_2 будет больше, чем на уровне E_1, т.е. возникнет среда с инверсной заселённостью энергетических уровней E_2 и E_1 ($N_2 > N_1$).

Для возникновения генерации когерентного излучения при переходах $E_2 \to E_1$ необходимо поместить рубин в резонатор.

Схема рубинового лазера представлена на рис. 7.20. Изготовляется цилиндрический рубиновый стержень диаметром в несколько миллиметров и длиной в несколько сантиметров, с плоскими торцами, тщательно полированными и строго перпендикулярными оси цилиндра.

Один из торцов покрывают плотным слоем металла с высоким коэффициентом отражения, например слоем серебра. Другой торец стержня покрывают полупрозрачным слоем того же серебра.

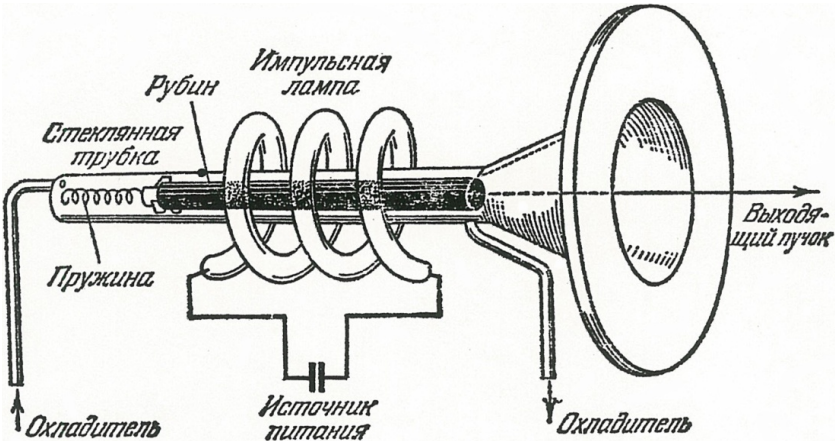


Рис. 7.20. Схема рубинового лазера

В лазере рубин освещается импульсной ксеноновой лампой, которая даёт свет с широкой полосой частот. При достаточной мощности лампы большинство ионов хрома переводится в возбуждённое состояние.

Лазеры на рубине работают в импульсном режиме (с частотой примерно нескольких импульсов в минуту). Внутри кристалла выделяется большое количество тепла, поэтому его приходится интенсивно охлаждать с помощью жидкого воздуха.

7.5.3. Гелий – неоновый лазер непрерывного действия

В 1961 г. Теодором Джаваном (1926–2016) был создан первый газовый лазер, работающий на смеси гелия и неона.

Гелий-неоновые лазеры излучают монохроматический, т.е. узкий пучок мощностью до нескольких десятков милливатт. Такие лазеры работают и в импульсном, и в непрерывном режимах. Они просты и сравнительно безопасны в эксплуатации. Эти лазеры генерируют излучение и в видимой (λ = 0,6328 мкм), и в инфракрасной (λ_1 = 1,15 мкм и λ_2 = 3,39 мкм) областях спектра.

Приборы такого типа стали наиболее распространённым видом лабораторного лазера.

Принципиальная схема гелий – неонового лазера представлена на рис. 7.21:

1 – газоразрядная стеклянная трубка диаметром несколько миллиметров и длиной от нескольких десятков сантиметров до 1,5 м и более; торцы трубки замкнуты плоскопараллельными стеклянными или кварцевыми пластинками, ориентированными под углом Брюстера к оси трубки. В результате для излучения, распространяющегося вдоль оси трубки и поляризованного в плоскости падения света на пластинки, коэффициент отражения от них равен нулю. Давление гелия в трубке составляет примерно 1 мм ртутного столба, а давление неона – 0,1 мм ртутного столба.

2 – катод, накаливаемый низковольтным источником питания; 3 – цилиндрический пустотелый анод. Между катодом и анодом на трубку накладывается напряжение 1–2,5 кВ. Разрядный ток в ней равен нескольким десяткам миллиампер.

Разрядная трубка лазера помещается между зеркалами 4 и 5. Обычно используются сферические зеркала с очень высоким коэффициентом отражения. Пропускание одного зеркала составляет $\sim$ 2%, а другого – менее 1%.

При нагретом катоде и включённом анодном напряжении трубка светится – в ней отчётливо виден газоразрядный столб розового света.

По внешнему виду включённая трубка аналогична газоразрядным неоновым рекламным трубкам.

Если через спектроскоп смотреть ненаправленное свечение этой трубки, то отчётливо видна совокупность многих спектральных линий неона, расположенных в различных областях видимого спектра, и жёлтые линии свечения гелия.

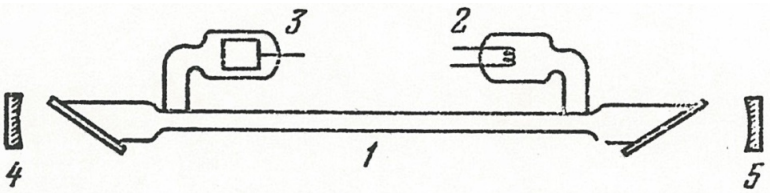


Рис. 7.21. Принципиальная схема гелий-неонового лазера

Через оба зеркала, особенно через зеркало с большим значением коэффициента пропускания, распространяются хорошо коллимированные интенсивные пучки монохроматического (красного) света с длиной волны λ = 0,6328 мкм (в спектре только эта линия).

Данные пучки возникают в результате генерации излучения гелий-неонового лазера.

Напомним, что коллимированный пучок излучения – это пучок с очень маленьким углом сходимости и расходимости. По существу, он представляет собой параллельно идущий поток света.

Рассмотрим, как образуется в данном случае инверсная заселённость уровней неона.

В результате столкновения с электронами газоразрядной плазмы часть атомов возбуждается. При определённых режимах разряда этот процесс оказывается достаточным для образования инверсной заселённости уровней E_2 и E_1. Однако уровни E_3, E_1 и E_3, E_4 заселены не инверсно.

Положение меняется, если в разрядную трубку ввести гелий. У него имеется два метастабильных состояния – E_2' и E_3'. Эти со-

стояния возбуждаются при столкновениях с электронами. Ввиду большой длительности их существования концентрация метастабильных атомов гелия в разряде очень велика.

Энергии уровней E_3' и E_2' гелия очень близки к энергиям уровней E_3, E_2 неона. В результате при столкновениях энергия возбуждения передаётся от атомов гелия к атомам неона (горизонтальные пунктирные стрелки на рис. 7.22).

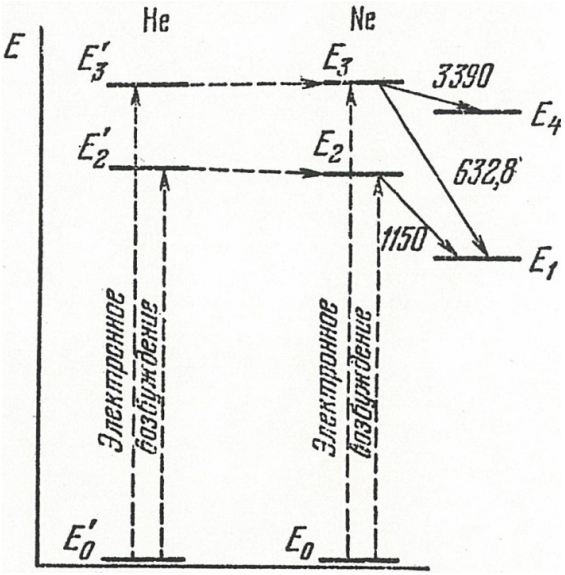


Рис. 7.22. Энергетические уровни атомов гелия и неона. Числа у стрелок указывают длины волн в нанометрах

В конечном итоге концентрация атомов неона, находящихся на уровнях E_3 и E_2, резко увеличивается, и возникает инверсная заселённость уровней E_3 и E_1, а разность заселённостей уровней E_2 и E_1 увеличивается в несколько раз.

Благодаря высокой когерентности гелий-неоновый лазер служит превосходным источником непрерывного монохроматическо-

го излучения для исследования всякого рода интерференционных и дифракционных явлений.

Он применяется в биологических исследованиях, в системах лазерной связи, в голографии, машиностроении и многих других областях.

7.5.4. Лазерное зондирование атмосферы

Как указывалось выше, лазер был создан в 1960 г. В нашей стране первые лазерные эксперименты по изучению атмосферы начались в 1965 г. в Центральной аэрологической обсерватории (ЦАО). Большие и успешные разработки, широкое применение лазеров в целях исследования атмосферы были достигнуты В.Е. Зуевым и его сотрудниками (Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск) [3].

В большинстве первых экспериментов по лазерному зондированию атмосферы использовались импульсные лазеры, имеющие достаточно скромные характеристики, например рубиновые лазеры. Как упоминалось выше, лазеры на рубине явились первой рабочей моделью квантового генератора. Недостаток рубинового лазера заключается в том, что он требует высоких уровней энергии накачки и, как правило, работает в импульсном режиме. Среди достоинств рубинового лазера, как отмечалось выше,– высокая степень монохроматичности и когерентности излучения.

Теоретически рубиновый лазер может работать и в непрерывном режиме, но в этом случае его эксплуатация требует применения мощных ламп. Итак, по мере увеличения рабочих свойств рубинового лазера увеличиваются и требования к элементам, составляющим его конструкцию. Это приводит к увеличению себестоимости лазера. Тем не менее рубиновый лазер и сегодня находит свои ниши в эксплуатации, пронзая тёмно-красной иглой атмосферу.

В настоящее время оптическое зондирование – один из самых надёжных и точных методов исследования атмосферы.

Весьма важно, что с помощью лазеров можно зондировать атмосферу до больших высот – примерно до высот 100 км [2]. Это позволило получить важные сведения о высоких аэрозольных слоях (на высотах 22 и 80 км), о самых высоких атмосферных облаках – серебристых облаках, которые формируются в слоях около 80 км.

Лазерные исследования атмосферы важны дистанционностью измерений, возможностью получить на различных высотах разнообразные сведения о свойствах атмосферы, причём за короткое время. С помощью лазеров можно исследовать аэрозольные среды, например облака.

Так, в частности, можно получить информацию об агрегатном состоянии облака, о концентрации облачных частиц (числе частиц в единице объёма), о температуре на разных уровнях облака.

Вместе с тем в плотной облачности проявляется недостаток лазерного зондирования – ослабление лазерного излучения в плотной облачности такое большое, что получить сведения о характеристиках атмосферы выше таких облаков практически невозможно. В таких случаях необходимо поднять прибор выше плотных облаков.

Лазерный луч способен дать сведения о плотности, температуре, химическом составе воздуха и обнаружить даже несколько молекул посторонних примесей в триллионе молекул воздуха на высоте десятков километров. Справедливо считается, что лазерное зондирование – один из самых информативных методов исследования атмосферы.

Лазеры устанавливают на исследовательские самолёты и космические аппараты. С помощью лазеров в этих случаях определяется верхняя граница облаков, исследуется глобальная циркуляция атмосферы, изучаются свойства самых высоких облаков, в частности перистых и перламутровых облаков, измеряются характеристики стратосферного аэрозоля.

В случаях лазерного зондирования атмосферы наблюдают сигнал обратного рассеяния. По интенсивности этого сигнала можно судить, например, о мощности аэрозольных слоёв, об оптической плотности их, измерять высоту нижней границы облака, а при неплотных облаках – и их толщину. Иными словами, от сигнала обратного рассеяния переходят к физическим характеристикам атмосферы.

Принцип работы с данными, полученными с помощью лазерного зондирования, сводится, прежде всего, к пониманию причин ослабления лазерного луча в атмосфере. Указанное ослабление производится и частицами газов, и крупными твёрдыми и жидкими частицами, взвешенными в воздухе, – аэрозолями [5]. В воздушной среде часть излучения лазера либо поглощается, либо рассеивается на молекулах газовых составляющих и аэрозолях, в том числе и в обратном направлении (т.е. в сторону приёмника), либо отражается от атмосферных объектов.

Обратный луч проходит через ту же рассеивающую среду, что и прямой луч от приёмника, подвергается вторичному рассеянию и поглощению. Далее это излучение собирается с помощью специальной приёмной оптики, затем оно направляется на фотодетектор, который преобразует его в электрический сигнал. Этот сигнал пропорционален интенсивности принятого оптического излучения. Он и несёт информацию о плотности рассеивающих центров и их природе, о физическом состоянии и скорости их движения.

8. ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ. ОПТИЧЕСКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Земная атмосфера – самый внешний слой нашей планеты, среда достаточно мощная, в которой плотность изменяется во всех направлениях, в том числе по вертикали. В этой среде происходит поглощение, отражение и пропускание света, отклонение от прямолинейного распространения при наличии препятствий на его пути. Иными словами, мы имеем дело с процессами, описанными выше – дисперсией, интерференцией, дифракцией, поляризацией, а также рефракцией света. В результате мы можем наблюдать в нашей атмосфере многочисленные, иногда очень красочные оптические атмосферные явления.

Любые атмосферные явления, в том числе явления оптические, позволяют судить о состоянии атмосферы, о процессах, протекающих в ней. Именно поэтому специалисты изучают все параметры, связанные с упомянутыми явлениями.

8.1. Радуга

Радуга – это оптическое явление в атмосфере в виде одной или нескольких разноцветных дуг, видимых на небесном своде на фоне освещаемой солнцем зоны дождя в стороне, противоположной солнцу.

Радуга (радужная дуга) связана с дисперсией света. Древние греки считали, что радуга – это улыбка богини Ириды.

Впервые (1637 г.) радуга как атмосферное явление была объяснена французским учёным Рене Декартом. В своём труде «Диоптрика», в котором содержались законы распространения света, его преломления и отражения, Декарт и поместил объяснение радуги как явления, связанного с преломлением и отражением света в каплях дождя.

Ещё раньше, в эллинской древности, т.е. за триста с лишним лет до новой эры, античный учёный Аристотель [1] подробно описал радугу, зависимость её внешнего вида от положения солнца, чередование цветов в радуге и во второй радуге, а также внешний вид лунной радуги. Вместе с тем Аристотель ошибочно считал, что любая радуга является результатом отражения зрительного луча от воздуха и воды в направлении солнца.

На самом же деле радуга обусловлена дисперсией света. Дисперсия света представляет собой разложение света, связанного с зависимостью показателя преломления вещества от длины волны падающего на него света. В результате каждому лучу в общем потоке света соответствует свой угол преломления при прохождении вещества, влияние которого мы можем считать подобным призме. Показатель преломления воды для более длинных лучей (оранжевых и особенно красных) меньше, чем для лучей коротких (синих и особенно фиолетовых). В этом и заключается явление дисперсии. Итак, дисперсия – это зависимость показателя преломления среды от длины волны, точнее, зависимость от фазовой скорости световых волн [12].

Центр радуги располагается в стороне, противоположной солнцу. Таким образом, наблюдатель видит радугу, когда дождевое облако находится впереди наблюдателя, а солнце – позади него.

Радиус цветной дуги составляет примерно 42° от антисолярной точки. Иногда наблюдается и вторая радуга, расположенная концентрически с первой, с радиусом примерно 52°.

Капли в зоне дождя играют роль призм, способных разложить свет в спектр. Сначала световой луч входит в каплю, преломляясь на границе двух сред (воздух – вода). Затем внутри капли луч отражается и выходит из капли, опять-таки преломляясь на границе двух сред (вода – воздух). Отражение внутри капли может быть не одно. Это зависит от размера капли и угла, под которым луч из капли выходит. В случаях первой и второй радуг лучи света выходят под разными углами.

Если в капле происходят два преломления и одно отражение, то получится первая радуга (рис.8.1). При двух преломлениях и двух отражениях получится вторая радуга (рис. 8.2). Вторая радуга имеет больший размер, чем первая, но меньшую интенсивность. Последнее связано с тем, что при каждом отражении в капле часть энергии луча выходит наружу. В результате чем больше отражений испытывают лучи в капле, тем слабее они при выходе из капли и, следовательно, бледнее радуга.

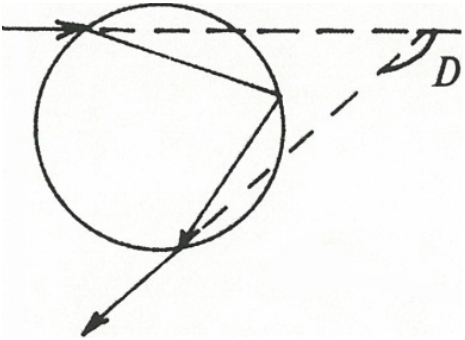


Рис. 8.1. Ход светового луча
при образовании первой радуги

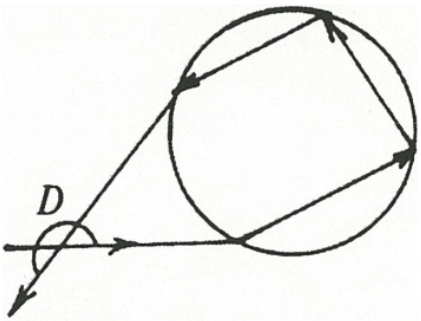


Рис. 8.2. Ход светового луча
при образовании второй радуги

В случаях первой радуги расстояние от антисолярной точки до фиолетового края составляет примерно 40,4°, а до красного – 42,2°. Между этими цветами располагаются остальные цвета.

В случаях второй радуги угловое расстояние от антисолярной точки до красного края составляет примерно 50°, а до фиолетового – 53,5°.

При трёхкратном отражении внутри капли могла бы образоваться и ещё одна радуга, но в результате сильного ослабления при таком отражении яркость неба «перекрывает» яркость возможной радуги. Во всяком случае, в природе третья радуга маловероятна, хотя в лабораторных условиях получают радуги и более высоких порядков.

Интересно, что радугу можно наблюдать и в ночное время, когда в капли входит лунный свет. Правда, радужной такая дуга не будет, ведь в ночное время зрительный аппарат наших глаз перестаёт воспринимать цвета.

Ещё интереснее тот факт, что радуга может быть видна не только при освещении солнцем и луной, но и при искусственном источнике света. Кроме того, радуга может наблюдаться в брызгах морских волн, в каплях струй фонтанов [6].

По виду радуги можно судить о микрофизическом строении облаков. Прежде всего, само наличие радуги свидетельствует о том, что облако имеет жидко-капельное строение в определённой своей части. Это связано с тем, что именно капли играют роль призм, разлагающих белый свет в спектр. Интенсивность цветов в радуге, чёткость разделения цветов в ней, ширина радуги в каждом конкретном случае различны и зависят от размеров капель, обусловливающих радугу. Чем с более крупными каплями будет связана радуга, тем резче в ней выражены отдельные цвета и тем меньше ширина радуги, т.е. в этом случае капли – «призмы» лучше разлагают свет в спектр. При малых размерах капель радуга будет широкая с менее интенсивными цветами (размытая радуга). Так на боковых поверхностях туманов, где иногда наблюдается

радуга, по причине очень мелких капель радуга широкая и почти белая (у неё лишь слегка окрашен край).

В случаях второй радуги при крупных каплях вторичная дуга непосредственно примыкает к красному краю главной радуги. Вторичные радуги тогда не широкие, и цвета в них выражены достаточно отчётливо.

От размеров капель зависит и вид лунной радуги. Если капли достаточно большие, то ширина радуги большой не будет. Если же капли больших размеров не имеют, то ширина этой бесцветной радуги значительно больше, чем при крупных каплях.

Возможность наблюдать большую или меньшую часть радужной дуги определяется высотой солнца и положением антисолярной точки, вокруг которой радуга образуется.

При положении солнца, близком к горизонту, можно видеть примерно половину окружности радуги. С увеличением высоты солнца дуга становится меньше, так как центр окружности опускается за горизонт. При высоте солнца более 42° радуга вовсе не видна, поскольку вместе с антисолярной точкой вся радужная дуга опускается за горизонт. Однако если подняться над подстилающей поверхностью вверх, мы по мере подъёма будем наблюдать всё большую и большую часть радужной дуги. Так с самолёта при определённой высоте модно увидеть радугу в виде почти полного круга.

Интересно, что при высоте солнца более 42°, когда первая радуга уже не видна, может быть видна достаточно бледная вторая радуга, ведь у неё угловой размер больше, чем у первой радуги.

Важно заметить, что радуга обычно наблюдается в случаях кучево-дождевых облаков. Именно эти облака имеют жидкокапельное строение в своей нижней части и в тёплый период дают жидкие осадки. Кроме того, для образования радуги необходимо наличие зоны дождя перед наблюдателем и открытое солнце за ним. Такие условия и имеются в случаях кучево-дождевых облаков. Другие облака, имеющие капли в своём микрофизическом

строении, либо не дают зоны дождя, либо закрывают диск солнца, имея большую горизонтальную протяжённость [6]. Конечно, в тёплый период твёрдые осадки, выпадающие из облаков, по пути к земле могут стать жидкими, как часто и бывает, но опять-таки в случаях кучево-дождевых облаков. Зону дождя могут дать и слоисто-дождевые облака, но они не отвечают тем условиям образования радуги, которые упомянуты выше.

8.2. Гало

Гало – это совокупность оптических явлений, возникающих, когда между солнцем (или луной) и глазом наблюдателя имеется кристаллическое лёгкое облако, элементы которого – кристаллики льда.

Чаще всего таким облаком является перисто-слоистое облако, имеющее большую горизонтальную протяжённость, поэтому могут быть видны многие (иногда даже все) детали гало.

Реже гало наблюдается при перистых облаках, когда нити этих облаков достаточно плотно прилегают друг к другу. Снимок такого гало приведён в [6]. Иногда отдельные детали гало могут наблюдаться при перистых или перисто-кучевых облаках, не представляющих собой сплошное облачное поле.

Детали гало многочисленны и разнообразны. Обычно их разделяют по характеру окраски на две группы:

1) гало, слегка окрашенные в радужные цвета, причём красный цвет всегда располагается в более близких к солнцу частях гало;

2) гало, не имеющие окраски, т.е. белые гало.

Первая группа – цветные гало – обусловлена преломлением световых лучей в ледяных кристаллах. Вторая группа гало, т.е. гало белые, связана с отражением световых лучей от граней кристаллов.

При благоприятных условиях, т.е. при наличии лёгкого кристаллического облака достаточно большой горизонтальной протя-

жённости, которое находится между наблюдателем и солнцем или луной, можно наблюдать следующие детали гало (иногда одновременно наблюдаются некоторые из них):

а) слегка окрашенный в радужные цвета круг с центром видимого положения солнца (малое гало) со средним радиусом 22°;

б) слегка окрашенный в радужные цвета круг со средним радиусом 46°, который является концентрическим с кругом малого гало (большое гало);

в) светлое кольцо, проходящее через видимое положение солнца и расположенное параллельно горизонту;

г) светлый вертикальный столб, проходящий через видимое положение солнца (иногда его называют светлым вертикальным кольцом);

д) ложные солнца (ложные луны) – в местах пересечения различных кругов видны наиболее интенсивно освещённые места; эту деталь гало называют иначе «паргелий», что в переводе с греческого и означает «ложное солнце»; в случаях такого гало наблюдаются дополнительно одно или даже несколько изображений солнца;

е) кроме упомянутых выше ложных солнц и лун, могут наблюдаться различные проявления пересечений окрашенных и неокрашенных кругов, например световые столбы и кресты;

ж) дуги и касательные к ним разной длины.

Как следует из перечисления деталей гало, которые возможно наблюдать при благоприятных условиях, общая картина гало может быть достаточно сложна.

В реальной действительности чаще всего наблюдаются радужные столбики вокруг солнца, т.е. далеко не всегда видны круги, частью которых эти столбики являются. Более того, не всегда видны и облака, кристаллы которых преломляли свет, лишь радужные круги или столбики свидетельствуют о том, что эти облака есть на небосводе [6]. Иногда детали гало не видны на небе, яркость которого перекрывает гало, но видны на фоне тёмной воды, например на лужах.

Почему так важно увидеть гало? Дело в том, что облака, которые являются причиной данного оптического явления, это, как правило, перисто-слоистые облака, т.е. облака фронтального происхождения. Если наблюдаются такие облака, следовательно, проходит атмосферный фронт, разделяющий две разнородные воздушные массы. Иными словами, при наблюдении гало понятно, что одна воздушная масса сменяется другой воздушной массой. Каждая из них имеет свои свойства, поэтому при смене воздушных масс сменятся и погодные условия.

В каком направлении изменится погода? Наблюдения за гало и последующей погодой описал ещё Аристотель [1]: побледневшее гало – предвестник тихой погоды, а разорванное гало – примета ветреной погоды.

Наблюдательный Аристотель был прав, ведь в случаях тёплого фронта, за которым приходит тёплая воздушная масса, за перисто-слоистыми облаками во фронтальной системе облаков следуют более плотные облака, поэтому при такой смене облаков гало постепенно тускнеет и гаснет.

В случаях же холодного фронта перисто-слоистые облака сменяют облака перистые, имеющие обычно дискретный характер (отдельные нити, волокна и т.д.). При таких условиях детали гало приобретают «разорванный» вид. За холодным фронтом приходит неустойчивая воздушная масса [4, 5], что и разглядел по характеру исчезновения гало Аристотель.

Что касается угловых размеров деталей гало, в частности кругов, то это зависит от преломляющего угла кристалла и от ориентации его главной оси. Если преломляющий угол призмы составляет 60°, а у большинства кристаллов в облаке главная ось ориентирована беспорядочно, т.е. во всевозможных направлениях, то вокруг солнца будет видно светлое кольцо, окрашенное с внутренней стороны в красный цвет. Для красного цвета радиус кольца составляет 21,6°, а для фиолетового – 22,4°. При этом форма окружности с изменением высоты солнца не меняется.

Если преломляющий угол призмы составляет 90°, а главные оси у преобладающего числа кристаллов ориентированы беспорядочно, то образуется гало угловым размером 46°. И в этом случае форма окружности остаётся постоянной с изменением высоты солнца.

Белые круги, проходящие через солнце, также получаются при всевозможных ориентациях главной оси кристаллов облака.

Если же главная ось кристаллов строго ориентирована, т.е. строго вертикально или строго горизонтально, то форма образующихся деталей гало изменяется с изменением высоты солнца.

Таким образом, гало в отличие от радуги может формироваться в любое время года. Радуга же зимой в наших широтах не формируется – для её наблюдения совершенно необходима зона дождя, а в холодный период года может быть только зона снега. Редкие исключения составляют случаи очень быстрого перемещения воздушной массы из южных широт, которые содержат кучево-дождевые облака, дающие жидкие осадки. Чаще всего за радугу принимают гало. Перечислим различия между этими атмосферными оптическими явлениями:

1) гало образуется вокруг солнца или луны, а радуга – вокруг противоположных точек (антисолярных, антилунных);

2) у гало внутренний цвет окрашенного круга красный, а у радуги – фиолетовый (речь идёт о первой радуге, поскольку вторая радуга достаточно бледная, её с гало не путают);

3) первый круг гало имеет значительно меньший радиус, чем первая радуга, не говоря уже о радуге второй;

4) иногда перисто-слоистые облака настолько прозрачны, что лишь по наличию гало мы и понимаем, что эти облака на небесном своде есть, т.е. небо может казаться практически ясным (фото такой ситуации приведено в [6]);

5) радуга же обычно наблюдается после ливня или между ливнями, когда солнце становится видным между облаками, формирующими зону дождя; иными словами, радуга и гало формируются в разных атмосферных ситуациях.

8.3. Венцы и глории

Если мы смотрим на солнце или луну через лёгкую пелену облаков, то порой мы замечаем яркие радужные кольца, окружающие светила. Эти кольца называются венцами.

Чаще всего венец наблюдается при достаточно тонких высоко-кучевых облаках.

Внутренняя часть венца, непосредственно примыкающая к светилу, называется ореолом. Ореол имеет вид светлого круга, в котором цвета от голубовато-белого постепенно переходят в красный, который располагается снаружи. Итак, в отличие от гало, расположение цветов в венцах имеет обратный порядок.

Размеры ореола от его красного края различны, они иногда достигают 5° и даже 10°. К ореолу с его наружной стороны могут примыкать радужные кольца, разделённые тёмными промежутками. При этом число колец может достигать трёх.

Цвета в кольцах менее интенсивные, чем в ореоле, но идут в том же порядке, как и в ореоле: красный цвет всегда наблюдается снаружи.

Видимый характер данного оптического явления свидетельствует о том, что венцы представляют собой дифракцию света. Роль отверстий играют капли воды, роль щелей – вытянутые кристаллы. Это говорит о том, что в случаях формирования венцов участвуют как облака, элементами которых являются капли воды, так и облака, состоящие из ледяных кристаллов. Значительно чаще венцы наблюдаются при жидко-капельных облаках, какими обычно и бывают облака высоко-кучевые. Возможно образование венцов в перисто-кучевых облаках и некоторых перистых облаках, которые имеют кристаллическое строение.

Известно, что при дифракции от многих щелей главные максимумы возникают при значениях угла φ (φ – угол между нормалью к плоскости, в которой лежат щели, и направлением распространения лучей в щелях), удовлетворяющих следующему условию:

$$\sin\varphi = \pm k\frac{\lambda}{d}, \tag{8.1}$$

где λ – длина волны; d – постоянная решётки, равная сумме ширины щели (a) и промежутка (b) между щелями ($d = a + b$); $k = 0, 1, 2,\ldots$

Минимумы возникают при значениях φ, удовлетворяющих условию

$$\sin\varphi = \pm k\frac{\lambda}{dN}, \tag{8.2}$$

где $k = 0, 1, 2, 3,\ldots$, кроме $k = N, 2N, 3N,\ldots$ (так как в этом случае условие минимума переходит в условие максимума); N – число щелей.

При большом числе щелей главные максимумы очень резки, а вторичные максимумы слабы.

Если падающий свет имеет только одну определённую длину волны λ (монохроматический свет), то вся картина, создаваемая дифракционной решёткой, имеет вид узких светлых полос, разделённых практически совершенно чёрными промежутками. Если же решётка освещается белым светом, состоящим из смеси лучей разных длин волн, то картина иная. В центре ($\varphi = 0$) возникает белая полоса, так как при $\varphi = 0$, согласно (8.1), условие максимума выполняется при любом λ, поскольку $k = 0$ относится к центру.

Действительно, $\sin 0 = 0\frac{\lambda}{d}$ или, $0 = 0\frac{\lambda}{d}$, а так как d – имеет постоянное значение в каждом конкретном случае, то λ может быть любым при данном условии.

Справа и слева от центральной полосы белого цвета возникнут максимумы для различных длин волн под углами, значения которых определяется условием (8.1) при $k = 1$. Из (8.1) следует, что при $k = 1$ меньшей длине волны соответствует меньшее значение $\sin\varphi$ и, следовательно, меньшее значение φ. В результате максимумы образуют окрашенные полосы (спектры), в которых макси-

мумы для фиолетовых лучей располагаются ближе всего к центральной полосе, а максимумы для красных лучей – дальше всего от неё. Итак, при $k = 1$ возникают два спектра – правый и левый первого порядка, о чём свидетельствуют знаки «+» и «–» в формуле (8.1). В каждом из этих спектров фиолетовый цвет расположен ближе всего к центральной полосе.

Аналогичным образом при $k = 2, 3, \ldots$ возникнут спектры второго, третьего и т.д. порядков, расположенные симметрично относительно центральной белой полосы. При этом видимые спектры второго и третьего порядков частично перекрывают друг друга.

В случае дифракции на круглых отверстиях яркость первого максимума много больше, чем яркость максимумов последующих порядков, т.е. чем выше порядок максимумов, тем меньше их яркость.

Сказанное хорошо подтверждается явлением венца в атмосфере. Так, например, в случаях капельных облаков яркость ореола много больше яркости дополнительных колец. В результате дополнительные кольца видны не всегда. Если же кольца всё-таки видны, то их число не превосходит трёх.

В случае кристаллических облаков (дифракция от многих щелей) все минимумы расположены на равных расстояниях один от другого. При одинаковой освещённости в ореоле в капельных и кристаллических облаках дополнительные кольца будут ярче в случаях ледяных кристаллов.

Наблюдения и расчёты показали, что при жидко-капельных облаках размер ореола шире примерно на 22%, чем при облаках кристаллического строения.

Размеры венцов зависят от размеров капель и кристаллов, поскольку ширина щелей и размеры отверстий влияют на дифракционную картину. Чем более крупные облачные элементы составляют дифракционную решётку, тем меньше размеры венцов и тем они ярче.

Определённое влияние на внешний вид венцов оказывает однородность облачных элементов. При однородных облачных элемен-

тах венцы симметричны, при неоднородных – асимметричны. Вытянута та часть венца, где капли меньше. Кроме того, в случаях примерно однородных облачных элементах наблюдается более чёткое разделение цветов в венце.

Таким образом, по характеру венца можно судить о строении облака.

Заметим, что в наших широтах чаще наблюдаются венцы при жидко-капельных облаках, так как обычно венцы связаны с высоко-кучевыми облаками, для которых наиболее характерно капельное строение.

Аналогичное венцам явление представляют собой глории. Внешний вид глории – ряд светящихся радужных колец, число которых может доходить до пяти, имеющих с наружной стороны красный цвет. Центр колец располагается на линии, являющейся продолжением прямой, соединяющей солнце и наблюдателя.

Дело в том, что в отличие от венцов глории наблюдаются на поверхности облака или стены тумана, находящейся от наблюдателя в стороне, противоположной солнцу или луне.

Наиболее часто глории наблюдаются в горах при низком положении солнца, а также во время полётов самолётов (вертолётов, аэростатов). В таких случаях глории образуются на облаке вокруг тени самолёта или тени головы наблюдателя.

Явление глории в горах, когда это явление наблюдается вокруг тени головы наблюдателя, называется Брокенским призраком – по названию горы Брокен, где это явление отмечается особенно часто.

Сущность данного явления можно понять, исходя из теории Г. Ми. При рассеянии света на очень больших каплях часть света рассеивается в направлении, обратном падающему лучу. При этом индикатриса рассеяния (кривая, показывающая распределение энергетической яркости рассеянного света в различных направлениях) имеет очень сложный вид с рядом чередующихся максимумов и минимумов. Этот свет, поступающий к глазу наблюдателя от частиц облака или тумана, воспринимается как глории. Иными

словами, глория связана с дифракцией света при возвращении света в направлении, обратном тому, в котором этот свет падал первоначально.

Теория показала, что при одинаковом размере капель на месте максимума яркости в венцах в глориях располагаются минимумы яркости и наоборот.

Так же, как и в случаях венцов, чем большие размеры имеют капли, на которых происходит дифракция света, тем меньше размеры глорий.

Ещё раз сравним спектры в случаях дифракционной решётки (венцы, глории) и спектры в случаях призм. Прежде всего, отметим, что в дифракционном и призматическом спектрах цвета имеют разную последовательность. В дифракционной решётке значение $\sin\varphi$ пропорционально значению длины волны λ, следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем лучи фиолетовые, отклоняются дифракционной решёткой сильнее.

Призма же разлагает лучи света в спектр по значениям показателя преломления, который для всех прозрачных веществ, в том числе и для воды, с увеличением длины волны уменьшается.

8.4. Рефракция света в атмосфере

Световой луч при прохождении его в атмосфере искривляется под влиянием изменяющегося показателя преломления. Дело в том, что показатель преломления воздуха зависит от его плотности.

В неоднородной среде свет не распространяется прямолинейно. Атмосфера является средой неоднородной.

В атмосфере имеются взвешенные частицы различного происхождения, обладающие неодинаковыми размерами и свойствами [4, 5, 10, 11]. Кроме того, атмосфера обладает и микроскопическими неоднородностями, связанными с тепловыми колебаниями плотности этой среды, с различным характером и скоростью движения в ней.

Если же рассматривать некоторую условную атмосферу, лишённую аэрозолей, т.е. взвешенных в воздухе твёрдых и жидких частиц, не демонстрирующую заметную неустойчивость, то и в этом случае в атмосфере плотность изменяется в различных направлениях, особенно в вертикальном направлении. Речь может идти только о характере изменения плотности по вертикали.

Сухая, свободная от большого количества аэрозолей и спокойная атмосфера представляет собой среду, в которой плотность меняется с высотой практически плавно. Такому изменению плотности по вертикали соответствует и плавное изменение с высотой показателя преломления *n* (рис. 8.3).

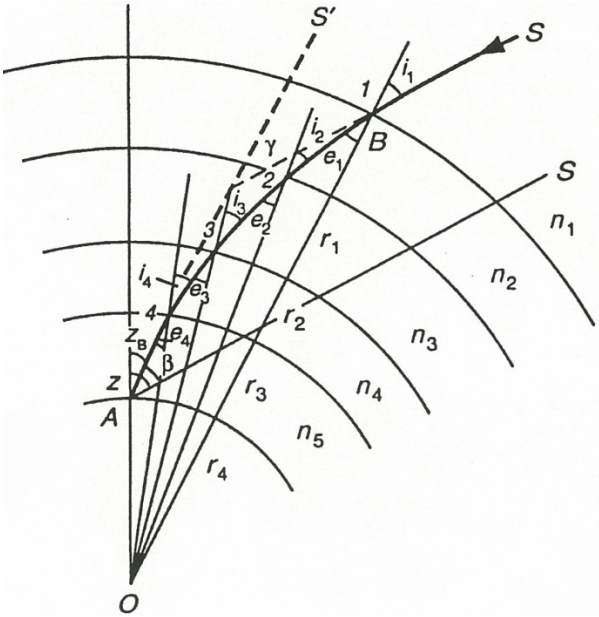


Рис. 8.3. Траектория светового луча в атмосфере

Показатель преломления в атмосфере мало отличается по своему значению от показателя преломления в вакууме, т.е. от едини-

цы. Вместе с тем в связи с большой длиной траектории светового луча этого небольшого отклонения вполне достаточно для существенного отклонения траектории луча от прямой линии. В результате с приближением к земле лучи света проходят в среде с всё более увеличивающимся показателем преломления, следовательно, в среде с увеличивающейся оптической плотностью. Это говорит о том, что с приближением к земле лучи всё более приближаются к направлению отвеса, когда вогнутость траектории луча обращена к земной поверхности.

На рис. 8.3. представлено непрерывное изменение направления лучей света в атмосфере. Если разбить всю атмосферу на ряд тонких концентрических слоёв, в каждом из которых плотность можно считать постоянной, то луч, переходя из более высокого слоя в слой более низкий (более близкий к земле), искривляется, приближаясь к направлению отвеса. Это связано с тем, что

$$\frac{\sin i}{\sin e} = \frac{n_2}{n_1}, \tag{8.3}$$

где i_1, i_2, i_3,… – углы падения луча, а e_1, e_2, e_3,… – углы преломления.

В атмосфере $n_1 < n_2$, поскольку плотность воздуха с высотой уменьшается, а с приближением к земле – увеличивается. Показатель же преломления изменяется пропорционально изменению плотности. Тогда

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin e_1. \tag{8.4}$$

Однако поскольку $n_1 < n_2$, то $\sin i_1 > \sin e_1$, следовательно, $i > e$, т.е. в каждом выделенном узком слое с одинаковой плотностью воздуха угол падения больше угла преломления. В результате луч, переходящий их верхних слоёв атмосферы в слои, более близкие к земле, будет обращён вогнутой стороной к земле, а выпуклой стороной – к более высоким слоям.

Из-за искривления траектории светового луча мы всегда ошибаемся в оценке направления нахождения более или менее удалён-

ных предметов. Дело в том, что наблюдатель проектирует визируемый объект в направлении касательной к траектории луча в той точке, где этот луч вступает в глаз. Иными словами, наблюдатель как бы продляет по прямой последний участок траектории светового луча, поступающего от предмета в глаз.

Если визируемая точка расположена за пределами земной атмосферы, то рефракция называется астрономической рефракцией, а если визируемая точка расположена в пределах атмосферы, то рефракция называется земной рефракцией.

8.4.1. Явления, обусловленные астрономической рефракцией

Из-за астрономической рефракции, под влиянием которой наблюдатель всегда видит объекты в направлении касательной к действительной траектории светового луча, визируемые объекты находятся выше их действительного положения. Так, например, солнце всегда кажется находящимся выше, чем оно находится над горизонтом.

Особенно ярко проявляется астрономическая рефракция для объектов, находящихся вблизи горизонта. И солнце, и луну мы видим некоторое время после того, как они уже погрузились за плоскость горизонта. Точно так же эти объекты мы видим ещё до их восхода. Указанное явление весьма важно для всех жителей нашей планеты, ведь продолжительность дня увеличивается: в средних широтах это увеличение составляет примерно 8–12 минут, а в высоких широтах оно ещё продолжительнее.

Вследствие астрономической рефракции видимая форма солнечного и лунного дисков у горизонта изменяется относительно их реальной формы. Это связано с тем, что влияние рефракции тем больше, чем ближе к горизонту находится объект или его часть. В результате нижний край солнца оказывается приподнятым над

горизонтом под влиянием рефракции на 35 минут, а верхний – только на 28 минут. Таким образом, вертикальный диаметр солнца покажется нам укороченным на 7 минут. Сказанное приводит к тому, что при восходе и заходе солнце кажется нам приплюснутым в вертикальном направлении. Диск луны тоже кажется нам несколько приплюснутым при восходе и заходе.

Показатель преломления для лучей разных длин волн, как известно, несколько различен по своим значениям, поэтому и действие рефракции на различные в спектральном отношении лучи тоже будет неодинаковым. Это приводит к тому, что последняя (верхняя) светящаяся точка солнца, погружающегося за горизонт, или первая точка восходящего солнца растягивается в спектр (дисперсия света).

В момент погружения за горизонт этой последней точки солнца (или в момент появления первой точки солнца из-за горизонта) под влиянием дисперсии и рефракции исчезает последним (появляется первым) фиолетовый цвет. В этой крайней точке цвета наблюдаются без взаимного наложения, т.е. до этого момента из-за взаимного наложения цветов мы не можем видеть их в «чистом» виде. В крайней же точке возможно проследить последовательность составляющих спектр цветов. При условиях безоблачного неба и достаточно чистого воздуха можно наблюдать очень быструю смену красного, жёлтого и зелёного цвета в виде очень узкой полоски. Данное явление известно как явление «зелёного луча». Понятно, что в момент наблюдения зелёного луча горизонт должен быть открытым. Обычно это редкое явление наблюдают на берегу морей и океанов, с бортов морских судов. Продолжительность явления зелёного луча очень короткая – от нескольких секунд в высоких широтах до долей секунд в низких широтах. Весьма редко наблюдаются и «синие лучи» – ещё реже, чем лучи зелёные. Это понятно, ведь синие лучи прослеживаются на фоне безоблачного и чистого (в оптическом отношении) неба гораздо хуже, чем зелёные лучи (цветовой контраст синих лучей и ясного неба весьма мал).

О фиолетовых лучах не приходится и говорить, ведь фиолетовые лучи являются самыми коротковолновыми в видимой части спектра, поэтому больше других рассеиваются в атмосфере, особенно при положении солнца у горизонта, когда солнечные лучи проходят относительно длинный путь, поскольку оптическая масса атмосферы в это время велика [5].

С астрономической рефракцией связано и явление мерцания звёзд. Данное явление обусловлено быстрыми колебаниями плотности воздуха, связанными с некоторыми атмосферными процессами. В таких случаях показатель преломления n в слоях воздуха, через которые проходят поступающие в наши глаза лучи от звёзд, изменяется быстро и практически «неправильно». Наблюдателю кажется, что звёзды меняют свою яркость, окраску и как будто бы дрожат. На самом же деле лучи постоянно отклоняются от своего направления.

8.4.2. Явления, обусловленные земной рефракцией

С наличием земной рефракции связаны явления поднятия и одновременно расширения горизонта или опускания и одновременно сужения горизонта. Рассмотрим эти важные явления.

Пусть глаз наблюдателя находится в точке A на высоте h над поверхностью земли, которую мы считаем шаром радиусом R (рис. 8.4). Если бы рефракция отсутствовала, то линия видимого горизонта была бы кругом на шаре. Шар является геометрическим местом точек касания прямых, проведённых из глаза наблюдателя (т.е. из точки A) касательно к земной поверхности (т.е. в точку B). На рис. 8.4. отрезок AB – дальность горизонта при указанных условиях.

Однако рефракция в неоднородной среде, какой является атмосфера, существует. В результате в глаз наблюдателя, расположенный в точке A, попадает луч, идущий не по прямой, а по кривой,

которая касается земной поверхности в точке B_1. При этом наблюдатель увидит эту точку в направлении касательной к кривой AB_1, т.е. в направлении AF. Таким образом, в результате земной рефракции наблюдатель увидит горизонт приподнятым. Поднятие горизонта приведёт к его расширению, т.е. дальность видимости горизонта увеличится.

Понятно, что поднятие и расширение горизонта будут тем больше, чем больше разность между показателями преломления у земной поверхности и в точке A, где расположен глаз наблюдателя. В обычных условиях плотность с высотой убывает, поэтому уменьшаются и значения показателя преломления. Мы обычно и видим горизонт приподнятым и расширенным. Существует понятие некоторого среднего поднятия горизонта, а также среднего его расширения под влиянием земной рефракции.

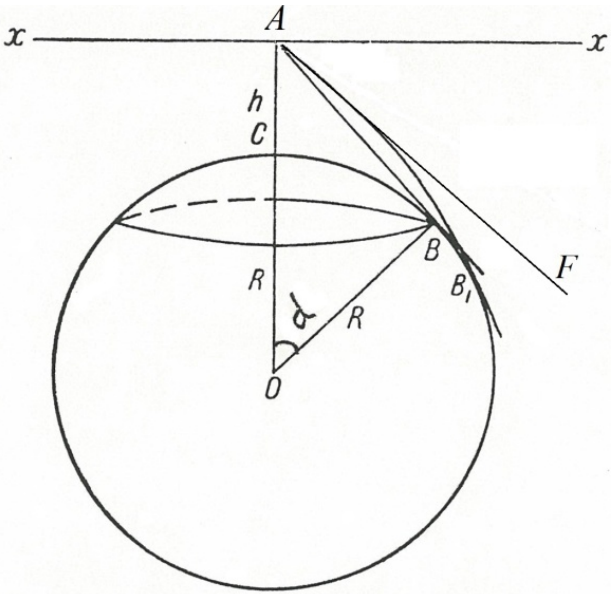


Рис. 8.4. Земная рефракция

С изменениями среднего распределения плотности с высотой в атмосфере происходит изменение поднятия и расширения горизонта относительно среднего, т.е. обычного и привычного значения. Иногда указанные изменения значительны и могут представлять собой как увеличение поднятия и расширения горизонта, так и опущение, а также сужение горизонта.

В первом случае наблюдатель увидит гораздо дальше, чем обычно, – тогда видны предметы, обычно скрытые за горизонтом (они оказываются приподнятыми). Это бывает тогда, когда разности значений показателя преломления у земной поверхности и в точке расположения глаза наблюдателя увеличены относительно их среднего значения (аномальная положительная рефракция). В данном случае траектория луча обращена к земной поверхности вогнутостью, большей, чем обычно. Касательная к этой траектории (AF), в направлении которой наблюдатель видит объекты, расширит видимый горизонт.

Во втором случае указанные разности значений показателя преломления оказываются заметно меньше среднего значения. Возможны и варианты смены знака этой разности, т.е. показатель преломления у земли будет меньше по значению показателя преломления в точке расположения глаза наблюдателя. Тогда горизонт кажется пониженным и суженным – объекты, обычно видные на горизонте, наблюдатель видеть не сможет (аномальная отрицательная рефракция). Это связано с тем, что траектория луча будет обращена к земной поверхности меньшей вогнутостью, чем обычно, или даже выпуклостью. Тогда касательная к таким траекториям (AF), в направлении которой наблюдатель видит объекты, сузит горизонт.

Значения плотности воздуха, как и распределение плотности с высотой, связаны с температурой воздуха и, самое главное, – с характером распределения температуры с высотой, что в свою очередь определяется состоянием атмосферы [5]. Таким образом, по характеру рефракции можно судить о состоянии атмосферы.

8.4.3. Миражи

Иногда в самых низких слоях атмосферы (непосредственно над подстилающей поверхностью) образуются слои, резко отличающиеся по значениям своей плотности от значений плотности в слоях, лежащих несколько выше. Пусть, кроме того, достаточно чётко выражена граница раздела этих слоёв, при переходе через которую сильно изменяется показатель преломления воздуха. Тогда мы можем наблюдать разнообразные оптические явления, которые получили название «миражи» (от франц. mirage – видимость и лат. mirare, mirari – дивиться, удивляться, восхищаться).

Действительно, миражи многочисленны. Они бывают нижними, верхними и боковыми, прямыми и перевёрнутыми (обратными), увеличенными, могут располагаться один над другим и принимать фантастический вид (фата-моргана).

Представим себе случай, когда в тонком слое непосредственно над подстилающей поверхностью воздух перегрет, а выше этого слоя расположен значительно менее прогретый слой, т.е. при переходе через границу раздела данных слоёв плотность с высотой резко увеличивается. В таком случае траектория светового луча обращена выпуклостью к земле, так как на некоторой высоте эта траектория приближается к направлению отвеса (рис. 8.5).

Наблюдатель видит объект в направлении касательной к указанной траектории, поэтому видимый объект окажется ниже реально существующего этого же объекта. Такой мираж называется нижним. Изображение объекта может быть перевёрнутым.

Хорошо известен мираж в пустынях южных широт, когда наблюдатель видит воду, а иногда – и отражение в ней каких-либо предметов. Этот мираж заставляет блуждать в поисках воды неопытных путников. На самом же деле описанный мираж воды в пустынях – это нижний перевёрнутый мираж. Видимая вода при этом – это участок небесного свода.

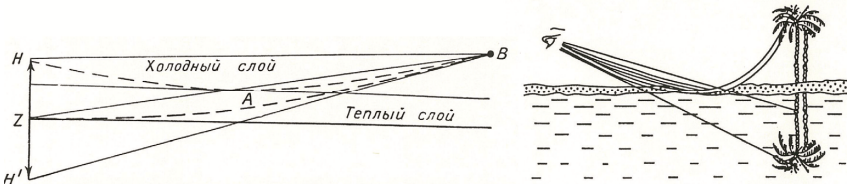


Рис. 8.5. Схема образования нижнего миража [11] и пример нижнего миража [4]

Такие миражи характерны для пустынь в южных широтах потому, что нагрев подстилающей поверхности происходит там легко из-за благоприятного угла падения потоков солнечной радиации в указанных широтах и характера подстилающей поверхности. Песок имеет малую теплоёмкость, поэтому быстро и сильно нагревается, передавая значительную часть тепла расположенному над ним тонкому слою воздуха. Выше данного слоя расположен слой, который получит значительно меньше тепла, чем слой нижележащий. Это связано с тем, что большую часть тепла поглотил нижележащий слой. К тому же число поглощающих частиц с высотой уменьшается.

Конечно, описанное состояние атмосферы наблюдается при отсутствии ветра у земли, поскольку перемещающиеся частицы воздуха неминуемо приведут эту неравновесную систему к большему равновесию, выравнивая свойства среды (всякая система стремится к равновесию). Состояние атмосферы, при котором нижний слой является значительно более тёплым, чем верхний, неустойчиво, поэтому носит временный характер.

Интересно, что нижний мираж может наблюдаться не только в пустынях, но и в более высоких широтах в летнее время над поверхностями, имеющими небольшую теплоёмкость. Так, например, в Томской области на трассах, выложенных асфальтом или бетонными плитами, при ясном небе нередко наблюдается нижний мираж. Он заключается в том, что участок дороги впереди двигающегося автомобиля кажется влажным. Подъезжаешь к этому

участку, он оказывается сухим, но влажным видится опять-таки участок дороги впереди.

Описанный мираж является ничем другим, как изображением участка небесного свода в уже описанной схеме нижнего миража.

Если же плотность воздуха у поверхности земли достаточно большая, а с высотой заметно уменьшается, то может образоваться верхний мираж. В этом случае коэффициент преломления около земли имеет более высокие значения, чем в вышележащем слое.

Такие условия складываются в высоких широтах, особенно в холодный период, где и когда в самом нижнем слое отмечаются низкие температуры воздуха и приземная инверсия температуры – рост температуры с высотой.

При верхнем мираже траектория светового луча обращена вогнутостью к земле, поскольку около земли эта траектория приближается к направлению отвеса. Наблюдатель видит объект по касательной к траектории светового луча, т.е. в данном случае объект будет виден выше его действительного положения (рис. 8.6).

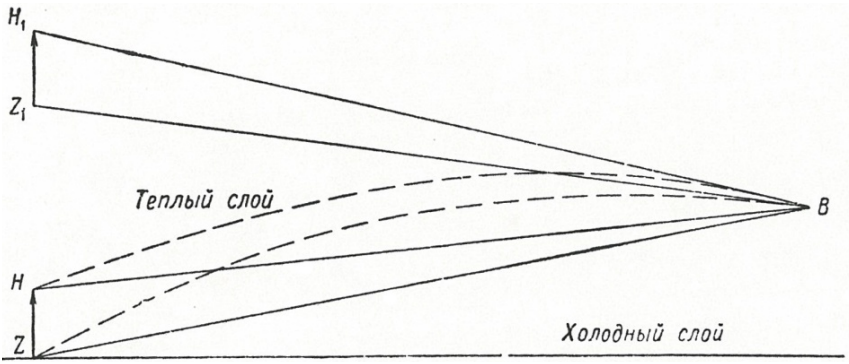


Рис. 8.6. Схема образования верхнего миража [11]

Заметим, что верхние миражи стабильнее нижних, так как в случаях верхних миражей атмосфера устойчива – охлаждённый воздух нижних слоёв не совершает восходящих движений, по-

скольку он имеет большую плотность по сравнению с более тёплым, но менее плотным воздухом, находящимся выше.

Если такое распределение температуры воздуха с высотой сохраняется некоторое время, то в течение этого времени мы можем видеть предметы не только на своём обычном месте, но и объекты, приподнятые вверх относительно своего действительного положения.

Если траектории лучей, идущих от нижней части предметов, и лучей, идущих от их верхней части, пересекаются, то мнимые изображения этих предметов будут перевёрнутыми.

Будут ли изображения предметов увеличенными? Это определяется расстоянием между траекториями лучей, поступающих от верхней и нижней частей предметов к глазу наблюдателя. Траектории же этих лучей зависят от распределения плотности с высотой.

Миражи могут быть боковыми, если вертикальные поверхности расположены так, что сильно нагреваются и они, и воздух, прилегающий к ним. Этими поверхностями могут быть скалы, стены и т.д.

В случаях боковых миражей слои, значительно различающиеся по значениям плотности, расположены не по вертикали, а по горизонтали.

Внешний вид бокового миража выглядит как удвоенные и даже утроенные объекты, находящиеся на одной и той же высоте – один из них является реальным объектом, другие – только видимыми, т.е. миражом.

Примером бокового миража, кроме того, может послужить сильно нагретая ровная бетонная стена. В результате нагрева она становится блестящей, как зеркало, отражая окружающий ландшафт.

Условия для бокового миража могут быть созданы летом вскоре после восхода солнца у скалистых берегов моря или озера. В это время воздух над нагретой скалой может тоже сильно нагреться, а поверхность воды и, следовательно, воздух над водой ещё холодные.

Боковые миражи неоднократно наблюдались на Женевском озере. Так, например, видели не одну, а несколько совершенно одинаковых лодок, причём некоторые из них приближались к берегу, другие – удалялись от него.

Название у всех этих лодок было одно и то же.

Очень сложные, порой совершенно фантастические миражи образуются при наличии нескольких чередующихся слоёв воздуха различной плотности. В таких случаях происходит резкое искажение внешнего вида предмета. Кроме того, изображения могут накладываться друг на друга и быстро меняться во времени, создавая причудливую картину. Такие миражи называются «фата-моргана» (fata morgana). Название данного миража происходит от имени сказочной итальянской героини (fata – чудо), т.е. чудесная Моргана или фея Моргана.

Перед наблюдателем открываются в случаях упомянутых выше миражей невероятные картины сказочных садов, сражений и т.д. Картины изображений могут меняться, демонстрировать какие-либо движения, если в поле плотности воздуха происходят изменения во времени, иногда очень быстрые.

Таким образом, по внешнему виду миража можно судить об особенностях поля плотности воздуха, а также о поле температуры воздуха, однозначно связанном с полем плотности.

8.5. Поляризация света неба

Свет неба мы воспринимаем рассеянным, поскольку каждая частица небесного свода при поступлении потоков солнечной радиации сама становится источником света. Рассеянный свет неба поляризован всегда, но эта поляризация полной не бывает.

Частично поляризованный свет характеризуется специальной величиной, которую называют степенью поляризации (p).

Как показано выше (в главе 4), поляризация света может наступить при отражении от границы двух сред (двух диэлектриков).

Хорошо поляризуют свет стекло, вода, асфальт. Степень же поляризации зависит от угла падения световых лучей. При некотором значении угла падения (угол Брюстера) отражённый луч поляризуется полностью. Угол Брюстера для стекла составляет 57°, а для воды – 53°. Связь между углом падения и степенью поляризации выражается законом Брюстера и приведена выше (см. формулу (4.1)).

В сущности, поляризация света – это процесс упорядочения колебаний вектора напряжённости электрического поля.

Мы уже знаем, что поляризация – это характеристика поперечности волн. Свет, как известно, является электромагнитной волной, которая характеризуется вектором напряжённости электрического поля (E) и вектором напряжённости магнитного поля (H).

Согласно теории Максвелла, световые волны поперечны. Это значит, что векторы E и H взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору распространения волны. Понятно, что для описания поляризации света вполне достаточно знать положение только одного из векторов. Обычно для этого рассматривается вектор E.

Поляризация света – это выделение из естественного света, в котором вектор E колеблется с одинаковой вероятностью в разных плоскостях, лучей с определённой ориентацией электрического вектора.

Как показано в главе 4, для получения поляризованного света нужно естественный свет пропустить через анизотропную среду, которая является поляризатором. В результате такого процесса анизотропная среда «отсекает» ненужные направления колебаний, оставляя какое-то одно направление. Вспомним, что анизотропная среда – это среда, проявляющая разные свойства в различных направлениях (греч. anisos – неравный, tropos – свойство, т.е. эти слова обозначают неодинаковые свойства).

Таким образом, согласно расчётам, если у естественного света степень поляризации $p = 0$, то у плоскополяризованного света $p = 1$.

Поляризация рассеянного атмосферой света была обнаружена в начале XIX в. и изучалась сначала в условиях безоблачного неба. Позднее наблюдения показали, что в любой точке небосвода степень поляризации непостоянна во времени и зависит от метеорологических условий и характера земной поверхности в точке наблюдения.

Человеческий глаз не может обнаружить, поляризован ли свет и в какой мере или не поляризован. Вместе с тем для оценки прозрачности атмосферы и для иных исследований это знать весьма важно.

Дело в том, что степень поляризации света и другие показатели поля поляризации в атмосфере очень чутко реагируют на малейшие изменения в составе воздуха, особенно на появление и динамику аэрозольных сред. Аэрозольные среды в атмосфере – это и облака, и туманы, и зоны осадков, и дымы от пожаров.

Степень поляризации в различных точках небесного свода зависит от положения солнца (рис. 8.7). Так максимальное значение степени поляризации отмечается примерно на расстоянии 90° от солнца (точка *M*).

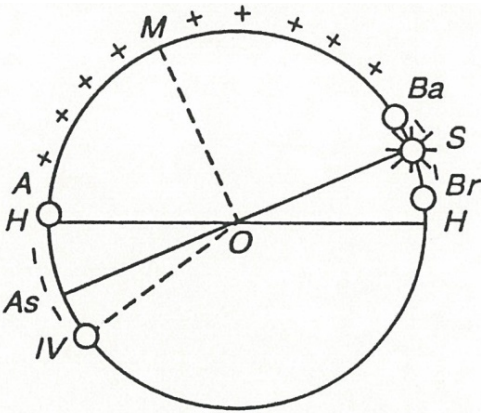


Рис. 8.7. Положение нейтральных точек на небосводе

Вблизи направления на солнце поляризация дважды меняет знак, проходя при этом через нулевые значения. За положительную поляризацию принята поляризация с преимущественно горизонтальным направлением колебаний вектора, за отрицательную поляризацию – поляризация с преимущественно вертикальным направлением колебаний вектора.

Нулевые значения поляризации соответствуют так называемым нейтральным точкам. Расположение нейтральных точек показано на рис. 8.7. Нейтральные точки названы именами учёных, обнаруживших их: Араго (A), Бабине (Ba), Брюстера (Br); позднее была обнаружена четвёртая точка при наблюдениях с высотных самолётов. Названия эта точка ещё не получила, она так и обозначается – IV нейтральная точка.

Выше солнца находится нейтральная точка Бабине, ниже солнца – нейтральная точка Брюстера. Если солнце находится близко к горизонту, то нейтральной точки, расположенной ниже солнца, «не видно», поскольку она расположена ниже горизонта. Однако в это время появляется нейтральная точка Араго в стороне, противоположной солнцу, т.е. на другой стороне небосвода – выше антисолярной точки. IV нейтральная точка расположена ниже точки антисолярной, поэтому «видна» далеко не всегда.

Расстояние нейтральных точек от солнца и от антисолярной точки изменяется в пределах от 12 до 30° в зависимости от высоты солнца, степени мутности атмосферы, отражательной способности подстилающей поверхности и длины волны света.

При средней прозрачности атмосферы и низком солнце это угловое расстояние составляет 16–18°. При увеличении высоты солнца точки Бабине и Брюстера приближаются к солнцу, а точка Араго и IV точка приближаются к антисолярной точке и впоследствии вместе с ней погружаются за горизонт.

При снижении прозрачности атмосферы или увеличении отражательной способности подстилающей поверхности нейтральные точки удаляются и от солнца, и от антисолярной точки.

Максимальная степень поляризации отмечается в зените при положении солнца на горизонте или при небольших углах погружения солнца за горизонт. По мере подъёма солнца область максимальной поляризации смещается, но остаётся вблизи солнечного зенита.

В направлении непосредственно на солнце поляризация совсем мала, но имеет другой знак, так как направление колебаний в данной области преимущественно вертикальное.

Релей сделал вывод о том, что в области солнечного зенита наблюдается полная поляризация света. Непосредственные измерения, однако, привели к выводу о том, что максимальная поляризация нигде и никогда не достигает 100%, составляя значения от 82% в Павловске до 84,7% в Крыму, и никогда не превышает значений около 85% [4]. Обычно же максимальная поляризация составляет 60–70%.

Отсутствие полной поляризации даже в области максимальных значений степени поляризации связано с тремя причинами:

1) молекулы атмосферы анизотропны, что снижает степень поляризации;

2) в атмосфере наблюдается многократное рассеяние, а свет при каждом последующем рассеянии оказывается всё менее поляризованным по сравнению со светом, рассеянным однократно, особенно при наличии аэрозольных сред; влияние рассеяния более высоких порядков проявляется, прежде всего, в том, что при повторном рассеянии свет поляризуется в ином направлении, чем при рассеянии однократном, что и приводит к уменьшению степени поляризации; ещё сильнее снижает степень поляризации многократное рассеяние при большой отражательной способности земной поверхности (альбедо); чем больше альбедо, тем меньше степень поляризации света; например, при очень малом альбедо максимальная степень поляризации, т.е. в точке солнечного зенита, составляет 85%, а при альбедо, близком к единице, в этой же точке степень поляризации снижается до 49% [11];

3) аэрозоли заметно уменьшают степень поляризации, причём тем сильнее, чем крупнее частицы и чем больше в атмосфере их количество; рассеяние света на крупных частицах не только не приводит к полной поляризации света, но и значительно меньше, чем при молекулярном рассеянии.

Любое, даже незначительное замутнение атмосферы аэрозолями сильно влияет на степень поляризации рассеянного света неба. Если же наблюдаются лесные, степные, торфяные пожары и особенно мощные извержения вулканов, то даже максимальная степень поляризации (в области солнечного вертикала) на больших площадях над подстилающей поверхностью, а не только в районах бедствия, может снижаться до 50%. Такая низкая степень поляризации может сохраняться в течение длительного времени. Интересно, что после некоторых извержений вулканов появлялись, согласно [2], новые нейтральные точки – две (справа и слева) около солнца и две (справа и слева) около антисолярной точки. Через 1–2 года эти нейтральные точки исчезли.

Если атмосфера сухая и чистая, то в ней происходит только молекулярное рассеяние. В такой атмосфере не поляризованный (естественный) рассеянный свет поступает из четырёх упомянутых выше точек небосвода. Остальной небосвод посылает частично поляризованный свет, но с разной степенью поляризации.

Если говорить о влиянии на степень поляризации аэрозольных сред, например облаков, то следует заметить, что поляризация света, рассеянного облаками, всегда много меньше, чем рассеянного ясным небом. Более того, иногда при облаках свет практически не поляризован. Не поляризует рассеянный свет и дым.

Определяя степень поляризации, можно исследовать замутнённость атмосферы аэрозолями.

Большое влияние на поляризацию рассеянного света неба, как указывалось выше, оказывает состояние подстилающей поверхности. При большой отражательной способности земли поляризация

света уменьшается. Так, например, снежный покров заметно ослабляет поляризацию света неба.

Если в ясную погоду отмечается уменьшение степени поляризации, то это значит, что на небесном своде уже появились тонкие облака, ещё не заметные для глаза. Следовательно, можно предсказать смену ясной погоды на погоду пасмурную.

Признаком хорошей устойчивой погоды является удаление от солнца нейтральных точек – точек Бабине и Брюстера, приближение же их к солнцу свидетельствует о перемене погодных условий.

Замечено, что в разных воздушных массах отмечаются различия в степени поляризации неба. Таким образом, при прохождении атмосферных фронтов, разделяющих разнородные воздушные массы, происходят изменения в поле поляризации света.

Поляризация отмечается и в ночное время, когда небесный свод освещён лунным светом.

Точки небесного свода, расположенные вне солнечного вертикала, тоже посылают поляризованный свет, но они исследованы хуже, чем точки в солнечном вертикале, поэтому информации о них недостаточно.

9. РОЛЬ ПОЛОЖЕНИЙ АТОМНОЙ ФИЗИКИ В ПОНИМАНИИ ПРОЦЕССОВ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

В верхних слоях атмосферы происходят различные процессы, отличающиеся от процессов в её нижних слоях. В частности, для верхних слоёв характерны процессы диссоциации газов, ионизации и возбуждения частиц. В нижних слоях из-за большой плотности воздуха и меньших энергий частиц, приводящих к ионизации и возбуждению атомов и молекул, число заряженных и возбуждённых атмосферных частиц много меньше, чем в высоких слоях. Диссоциация молекул для нижних слоёв тоже не характерна.

Понимание строения атома привело и к пониманию многих атмосферных процессов и явлений в верхних слоях.

Атом состоит из положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов. Некоторые физики считают, что атом в определённой мере подобен миниатюрной Солнечной системе. Роль солнца в ней играет ядро, а роль планет – электроны. Однако электроны могут находиться только на «разрешённых» орбитах, а переход электронов с одной орбиты на другую происходит по определённым правилам.

Так, если электрон переходит на более близкую к ядру орбиту, то он излучает свет определённой длины волны, что соответствует определённой линии в спектре.

Переход же электрона на более удалённую от ядра орбиту, что связано с необычным (возбуждённым) состоянием атома, обусловлен поглощением атомом энергии извне.

Нормальное (основное) состояние атома соответствует его минимальной внутренней энергии. В этом состоянии атом может пребывать относительно долго. Заметим, что электроны в атоме находятся на определённых энергетических уровнях. Если элек-

трон получает извне некоторую энергию, то он может перейти на более высокий энергетический уровень, расположенный дальше от ядра, чем до получения этой энергии. Указанный более высокий энергетический уровень называется уровнем возбуждения. Пребывание электрона на уровне возбуждения очень краткосрочно – примерно 10^{-8} с.

Итак, возбуждение – это переход системы из основного энергетического состояния в неустойчивое состояние с большей энергией. Находится долго в состоянии, не характерном для него, атом не может, поэтому возбуждённый атом освобождается от «лишней» для него энергии, отдавая её в процессе излучения, и возвращается в своё основное (стабильное) состояние.

Если электрону сообщена некоторая предельная энергия, которая соответствует предельному уровню, то электрон удаляется от ядра на столь большое расстояние, что преодолевает притяжение ядра, теряет с ним связь и покидает систему «своего» атома, т.е. становится свободным. Данный процесс называется ионизацией.

Наименее связанными с ядром являются электроны внешних электронных оболочек. Легче отрываются от атома валентные электроны.

Действительно, связь электронов с ядром определяется силами, которые ослабевают пропорционально квадрату расстояния между ними.

Вообще, строго говоря, внешние электроны и валентные электроны в атоме – не одно и то же. Внешние электроны – это электроны внешнего электронного слоя. Валентные электроны – те из них, которые могут принимать участие в образовании атомом химических связей (т.е. если атом может образовать химические связи, то внешние электроны его – валентные). Так, например, у атома гелия оба электрона – внешние, но не валентные, поскольку атом гелия никаких химических связей не образует.

Энергия валентных электронов намного больше, чем энергия других электронов атома. Вообще электроны на внешней оболочке

атома (не только валентные) обладают максимальным запасом энергии.

Частицы, удалённые от атома, как указывалось выше, испытывают более слабое к нему притяжение, поэтому для освобождения с самой внешней оболочки требуется меньше энергии, чем с других оболочек. У электронов, близких к ядру, потенциальная энергия имеет минимальные значения, в то время как в самой внешней оболочке, как упоминалось выше, электроны имеют самую высокую потенциальную энергию. В результате такого распределения энергий электрон из внешней оболочки высвобождается легче.

Строение атома, при котором более слабые в энергетическом отношении электроны испытывают большую связь с ядром, находясь к нему ближе, чем более сильные в энергетическом отношении электроны, обеспечивает устойчивость атома.

Возбуждённый атом, переходя в основное состояние, испускает квант света, который может возбудить другой атом. Процесс возбуждения атомов при определённой интенсивности может определить и ионизацию.

Варианты ионизации могут быть разными. Приведём некоторые из них.

1. Электрон или фотон производит возбуждение нейтральной частицы, а другой электрон или фотон тут же сообщит валентному электрону этой частицы дополнительную энергию, достаточную для ионизации этой, прежде нейтральной частицы.

2. Электрон оказывается вблизи возбуждённого атома. Возбуждённый атом, переходя в основное состояние, испускает квант света, который усиливает энергию этого электрона настолько, что он сможет произвести ионизацию.

3. Рядом оказываются два возбуждённых атома. Один из них переходит в основное состояние и испускает квант света, который ионизует второй атом.

Возбуждение атома может происходить и за счёт кинетической энергии столкновения атома со свободным электроном, и за счёт

поглощения атомом света определённых длин волн. При возвращении атома в своё нормальное состояние за счёт потери полученной извне энергии наблюдается свечение. Если возбуждённых атомов много, то их свечение при возвращении в обычное состояние воспринимается как полярное сияние.

Теория спектров излучения стала понятна после того, как была разработана теория строения атома.

Каждая линия в спектре излучения соответствует переходу между двумя состояниями, причём длина волны в спектре обратно пропорциональна разности значений энергий соответствующих состояний.

Линии, соответствующие переходу электронов с более далёких орбит на первую, называются, как указано выше, линиями серии Лаймана, тогда как на вторую – линиями серии Бальмера. Иными словами, наибольшая энергия выделяется при возврате электронов на ближайший к ядру, т.е. первый уровень, что соответствует малым длинам волн.

Для специалистов в области исследования атмосферных оптических явлений весьма важна серия Бальмера, которая наблюдается при переходах электронов на второй уровень, поскольку она состоит из излучения в видимой части спектра, воспринимаемого наблюдателем визуально.

Переходы с более высоких уровней на третий, четвёртый и т.д. соответствуют излучению при малой разности энергий, поэтому образующиеся линии лежат в инфракрасной (длинноволновой) области.

Процессы возбуждения и ионизации прослеживаются и у молекул. Однако спектры молекул более сложные, чем у атомов, и состоят из полос. Каждая полоса – совокупность отдельных линий.

Как мы уже знаем, энергия атома при её испускании и поглощении меняется не непрерывно, а порциями – квантами, или фотонами. Заметим, что квант света атом излучает только тогда, когда энергия будет равна значению, необходимому для перехода

атома из одного состояния в другое. Этот же закон справедлив и в случаях поглощения света.

В атмосфере в возбуждённое состояние приводятся частицы верхних слоёв, главным образом кислорода и азота. Возбуждение указанных частиц осуществляется частицами высоких энергий, которые попадают в атмосферу из космического пространства.

Возврат возбуждённых частиц в основное (равновесное) состояние происходит, как мы знаем, путём излучения квантов света.

Спектр полярных сияний состоит из линий и полос: линии принадлежат атомам атмосферных газов, полосы – молекулам. Зарегистрировано примерно 500 линий и полос различных газов, что позволяет судить о составе воздуха на больших высотах.

В спектре полярных сияний очень яркой является зелёная линия, которая излучается атомарным кислородом. Именно эта зелёная линия (λ = 0,5577 мкм) часто придаёт полярным сияниям зеленоватую окраску. Кроме того, с атомарным кислородом связаны красные линии. Тогда полярные сияния окрашены в красный цвет, а спектроскоп регистрирует интенсивную красную линию с λ = 0,630 мкм. Обе эти линии – и зелёная, и красная – принадлежат нейтральным атомам кислорода.

Заметим, что спектр полярных сияний содержит полосы нейтрального и ионизированного молекулярного кислорода и азота. Излучение нейтрального молекулярного азота приходится на пурпурно-красный цвет, ионизованного молекулярного азота – на фиолетово-синюю часть спектра.

Таким образом, в верхних слоях атмосферы молекулы азота присутствуют, причём и в нейтральном, и в ионизированном состоянии. Это связано с тем, что, в отличие от кислорода, азот труднее диссоциирует и до больших высот сохраняется в виде молекул. Общее число линий и полос, принадлежащих молекулярному азоту, достигает 100.

Вместе с тем в спектрах полярных сияний обнаружены и линии, принадлежащие атомарному азоту.

Что касается атомарного кислорода, то в освещённых полярных сияниях красная линия атомарного кислорода сильнее зелёной линии.

При изучении распределения излучений по высоте замечено, что излучение азота (от фиолетовой до голубой части спектра) видно заметно выше, чем зелёной линии. Замечено и то, что интенсивность красной линии излучения атомарного кислорода увеличивается с высотой и на больших высотах может стать преобладающей.

При смешении зелёного и красного излучений атомарного кислорода получается серо-фиолетовый цвет, характерный для полярных сияний, освещённых солнцем.

Интересно, что у диффузных и лучистых полярных сияний [7] прослеживаются разные спектральные типы – интенсивность зелёной линии больше в лучистых формах.

В спокойных (не лучистых) формах полярных сияний обнаружены линии водорода (H_α), которые исчезают при переходе к лучистым формам полярных сияний.

В спектре полярных сияний обнаружена и двойная линия натрия (Na) с длинами волн $\lambda = 0{,}5890$ и $\lambda = 0{,}5896$ мкм. Интенсивность линий натрия, возможно, связана с солнечной активностью.

Излучение возбуждённых атомов и молекул позволяет определить наличие в атмосфере того или иного газа на разных высотах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перевёрнута последняя страница заключительной части пособия «Общая физика и некоторые аспекты физической метеорологии».

Очень хочется, чтобы будущие метеорологи не боялись физики и знали, что все атмосферные процессы и явления можно понять только при условии уверенного освоения базовой (общей) физики, ведь метеорология вышла из неё в самостоятельную науку лишь в XVIII в.

Если понимаешь, какие физические условия сформировали то или иное атмосферное явление или крупномасштабный процесс, то всегда можно решить обратную задачу – по их наличию, виду и характеру оценить физические параметры атмосферы.

Физика обширна и многогранна. Физическая метеорология как физика атмосферы просто удивительна – «демонстрационные материалы» она часто имеет на небесном своде и в любом случае – в окружающей нас среде.

Однако метеорологу недостаточно любоваться видом зари, радуги или облаков и полярных сияний. Необходимо знать, как сформировались эти и многие другие атмосферные явления. Это позволит увидеть атмосферный процесс в целом и понять, в каком состоянии атмосфера находится в настоящее время, и в каком направлении атмосферный процесс будет развиваться в будущем.

Такой подход является единственно правильным и никак не мешает наслаждаться разнообразием и красочностью, а иногда и ощущать силу различных проявлений атмосферы.

Вообще нужно пересмотреть своё отношение к физике, сложившееся, как правило, в школе, чему, как надеются авторы, будут способствовать все четыре части данного пособия.

У многих студентов первых курсов негативное впечатление об этой науке сложилось в школе. В вузе всё может поменяться. Следует только помнить, что физика требует внимания, настойчивости, целеустремлённости. Зато как прекрасно, когда перед человеком открывается целый мир понимания всего, что происходит вокруг!

Желаем успехов в этом деле!

Авторы

ЛИТЕРАТУРА

1. Аристотель. Метеорологика. Л. : Гидрометеоиздат, 1983. 240 с.
2. Зверева С.В. В мире солнечного света. Л. : Гидрометеоиздат, 1988. 160 с.
3. Зуев В.Е., Белан Б.Д., Задде Г.О. Оптическая погода. Новосибирск : Наука, 1990. 191 с.
4. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. СПб. : Гидрометеоиздат, 2000. 778 с.
5. Рыбакова Ж.В. Физическая метеорология (отдельные разделы) : учеб. пособие. Томск : Изд-во Том. ун-та, 2013. 363 с.
6. Рыбакова Ж.В. Облака : учеб. пособие. Томск : Изд-во Том. ун-та, 2014. 176 с. + 66 вкл.
7. Рыбакова Ж.В., Блинкова В.Г. Общая физика и некоторые аспекты физической метеорологии. Ч. 3: Электричество. Магнетизм : учеб. пособие. Томск : Издательский Дом ТГУ, 2018. 227 с.
8. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. СПб. : Лань, 2016. 496 с.
9. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. СПб. : Лань, 2016. 317 с.
10. Семенченко Б.А. Физическая метеорология. М. : Аспект Пресс, 2002. 415 с.
11. Тверской П.Н. Курс метеорологии. Л. : Гидрометеоиздат, 1962. 700 с.
12. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. Т. 3: Оптика. Атомная физика. СПб. : Лань, 2008. 656 с.
13. Элементарный учебник физики. Т. 3: Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика / под ред. Г.С. Ландсберга. М. : Физматлит, 2012. 662 с.

Приложение

Перечень приведённых рисунков

1.1. Отражение и преломление лучей на границе двух прозрачных веществ.

1.2. Возникновение полного внутреннего отражения.

1.3. Образование отражённых и преломлённых волн на границе двух прозрачных веществ.

2.1. Схема опыта Юнга.

2.2. К расчёту разности хода лучей B_1C и B_2C.

2.3. Зеркала Френеля.

2.4. Бипризма Френеля.

2.5. Зеркало Ллойда.

2.6. Интерференция пучков при отражении от плоскопараллельной пластины.

2.7. К расчёту разности хода между лучами, отражёнными от плоскопараллельной пластины.

2.8. Возникновение кривых (полос) равного наклона.

2.9 Интерференция пучков при отражении от пластины с непараллельными поверхностями.

2.10. Возникновение цветов тонких пластин.

2.11. К рассмотрению колец Ньютона.

3.1. Дифракция плоской волны при прохождении через отверстие (α) в преграде (AA').

3.2. Построение зон Френеля.

3.3. К расчёту размеров кольцевых зон.

3.4. Схема дифракции на круглом отверстии.

3.5. Расположение зон для «косого» направления.

3.6. Схема дифракции на круглом экране (диске). Картина дифракции на круглом экране (диске).

3.7. Графическое сложение векторов амплитуд колебаний от отдельных зон.

3.8. Векторная диаграмма первой зоны Френеля.

3.9. Векторная диаграмма двух первых зон Френеля.

3.10. Векторная диаграмма полностью открытого волнового фронта.

3.11. Дифракция Фраунгофера на щели.

3.12. Дифракция на щели. К аналитическому вычислению результирующей амплитуды.

3.13. Графическое сложение векторов амплитуд, соответствующих значениям угла φ при разности фаз $\delta = 2\pi$.

3.14. Частичное перекрывание ломаной линии при дальнейшем возрастании разности фаз (δ).

3.15. Картина распределения интенсивности от направления угла дифракции.

3.16. Дифракционная решётка.

3.17. Сложение векторов амплитуд: вектор $\vec{A}$ достигает максимальной длины при расположении векторов $\vec{a}$ вдоль одной прямой.

3.18. Сложение векторов амплитуд: вектор $\vec{A} = 0$, когда ломаная, образованная векторами $\vec{a}$, превращается в замкнутую линию.

3.19. Положение максимумов от четырёх щелей: *а* – максимумы, вызванные интерференцией четырёх пучков; *б* – распределение освещённости в дифракционной картине от одной щели; *в* – распределение освещённости по максимумам.

3.20. Расположение спектров различных порядков.

4.1. Взаимное расположение векторов напряжённости электрического ($\vec{E}$) и магнитного ($\vec{H}$) полей, вектора скорости ($\vec{v}$) в электромагнитной волне.

4.2. Поляризация света при отражении от двух стеклянных поверхностей.

4.3. Щель пропускает колебания, параллельные к её направлению (*а*); щель не пропускает колебания, перпендикулярные к её направлению (*б*).

4.4. При падении света под углом Брюстера отражённый луч $BC \perp$ к преломлённому лучу BD.

4.5. При падении света не под углом Брюстера он поляризован лишь частично.

4.6. Двойное лучепреломление в кристалле исландского шпата.

4.7. Отклонение необыкновенного луча при нормальном падении света на преломляющую грань кристалла.

4.8. Проходя через кристалл, луч раздваивается на два – обыкновенный и необыкновенный, имеющих разные амплитуды колебаний.

4.9. Сравнение интенсивностей обыкновенного и необыкновенного лучей, возникающих из плоскополяризованного луча.

4.10. Постоянство суммарной интенсивности обыкновенного и необыкновенного лучей.

4.11. Волновые поверхности в кристаллах: *а* – положительном; *б* – отрицательном.

4.12. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: оптическая ось OO' лежит в плоскости падения под косым углом к преломляющей грани.

4.13. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: свет падает нормально к преломляющей грани; оптическая ось OO' составляет косой угол с преломляющей гранью.

4.14. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: оптическая ось OO' параллельна преломляющей грани и перпендикулярна к плоскости падения.

4.15. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: оптическая ось OO' параллельна преломляющей грани и плоскости падения.

4.16. Построение обыкновенного и необыкновенного лучей: оптическая ось OO' параллельна преломляющей грани. Свет падает нормально на преломляющую грань.

4.17. Призма Николя.

4.18. Схема получения эллиптически-поляризованного света. S – источник света, K – кристаллическая пластинка; справа – разложение светового вектора по главным направлениям пластинки.

4.19. Прохождение плоскополяризованного света через пластинку в полволны.

4.20. Схема расположения для наблюдения цветов кристаллической пластинки в параллельных лучах (*а*) и диаграмма разложения колебаний по главным направлениям пластинки (*б*).

4.21. Пример, объясняющий явления в сходящихся пучках.

4.22. Кристаллическая пластинка в сходящихся лучах.

4.23. Разложение колебаний в кристалле.

4.24. Схема наблюдения вращения плоскости поляризации в кристалле. N_1 и N_2 – поляризационные призмы, F – светофильтр, OO' – пластинка кристаллического кварца, вырезанная перпендикулярно к оптической оси.

4.25. Призма Френеля для иллюстрации общей теории вращения плоскости поляризации.

4.26. К общей теории вращения плоскости поляризации.

4.27. Устройство простейшего полутеневого анализатора.

4.28. Принцип действия полутеневого анализатора.

4.29. Поле зрения полутеневого анализатора при разных положениях плоскости поляризации.

5.1. Излучающее тело, окружённое оболочкой с идеально отражающей поверхностью.

5.2. Нагретый сосуд *A* повёрнут зачерненной стороной к приёмнику тепла *B*.

5.3. Нагретый сосуд *A* повернут полированной стороной к приёмнику тепла *B*.

5.4. Спектральная зависимость испускательной способности чёрного тела от частоты при $T = 2\,900$ *K*.

5.5. Спектральная зависимость испускательной способности чёрного тела от длины волны при $T = 2\,900$ *K*.

5.6. Абсолютно чёрное тело.

5.7. Кусок фарфора с тёмным рисунком на белом поле или или стальной диск, часть которого закрашена мелом.

5.8. Тёмные места разрисованного фарфора при накаливании излучают сильнее.

5.9. Кривые распределения энергии в спектре излучения чёрного тела для разных температур.

5.10. Согласование экспериментальных данных (сплошная линия) и расчётных данных, полученных по формуле Релея – Джинса.

6.1. Схема опыта А.Г. Столетова.

6.2. Усовершенствованный прибор Столетова.

6.3. Кривая зависимости фототока (I) от напряжения между электродами (U).

7.1. Модель атома водорода Томсона.

7.2. Опыт Резерфорда.

7.3. Схема линий серии Бальмера.

7.4. Схема установки Франка и Герца.

7.5. Изменение потенциальной энергии электрона между электродами при различных значениях напряжения между катодом и сеткой (U).

7.6. Зависимость силы тока (I) в цепи анода от напряжения между катодом и сеткой (U).

7.7. Диаграмма энергетических уровней атома.

7.8. Схема опыта П.С. Тартаковского.

7.9. К понятию своеобразия свойств микрочастиц.

7.10. К пониманию соотношения неопределённости.

7.11. Потенциальная энергия частицы при её движении вдоль оси x и ограничении движения непроницаемыми стенками.

7.12. Схема энергетических уровней.

7.13. Графики собственных функций (*а*) и плотностей вероятностей (*б*).

7.14. Прохождение частицы через потенциальный барьер.

7.15. Схема энергетических уровней гармонического осциллятора.

7.16. Спонтанное излучение и поглощение.

7.17. Вынужденное излучение и вынужденное поглощение.

7.18. Принципиальная схема оптического квантового генератора.

7.19. Схема энергетических уровней иона хрома.

7.20. Схема рубинового лазера.

7.21. Принципиальная схема гелий-неонового лазера.

7.22. Энергетические уровни атомов гелия и неона. Числа у стрелок указывают длины волн в нанометрах.

8.1. Ход светового луча при образовании первой радуги.

8.2. Ход светового луча при образовании второй радуги.

8.3. Траектория светового луча в атмосфере.

8.4. Земная рефракция.

8.5. Схема образования нижнего миража и пример нижнего миража.

8.6. Схема образования верхнего миража.

8.7. Положение нейтральных точек на небосводе.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие 3

1. Природа света. Геометрическая оптика ……..... 4

2. Интерференция света ……..... 12
2.1. Интерференция при отражении от прозрачной пластины …… 20
2.2. Кольца Ньютона ……..... 28

3. Дифракция света …… 31
3.1. Принцип Гюйгенса – Френеля …… 33
3.2. Дифракция от непрозрачных преград …… 43
3.3. Дифракция Фраунгофера …… 52
3.4. Дифракционная решётка …… 59

4. Поляризация света …… 67
4.1. Поляризация при отражении …… 69
4.2. Поляризация при двойном лучепреломлении …… 72
4.3. Волновые поверхности в одноосном кристалле …… 78
4.4. Нахождение обыкновенных и необыкновенных лучей в одноосном кристалле …… 79
4.5. Поляризационные приборы …… 84
4.6. Интерференция поляризованного света. Эллиптическая и круговая поляризация …… 86
4.7. Цвета кристаллических пластинок и интерференция поляризованных лучей …… 92
4.8. Вращение плоскости поляризации …… 98

5. Тепловое излучение …… 108
5.1. Закон Кирхгофа …… 113
5.2. Законы Стефана – Больцмана и Вина. Формула Планка …… 119

6. Фотоэлектрический эффект …… 126

7. Некоторые элементы атомной физики …… 132

7.1. Предмет атомной и ядерной физики 132
7.2. Строение атома 137
7.3. Постулаты Бора. Опыт Франка и Герца 144
7.4. Элементы квантовой механики 151
7.4.1. Необычные свойства микрочастиц 153
7.4.2. Принцип неопределённости 155
7.4.3. Уравнение Шрёдингера 159
7.4.4. Квантование энергии 163
7.4.5. Частица в бесконечно глубокой потенциальной яме 164
7.4.6. Прохождение частицы через потенциальный барьер 168
7.4.7. Гармонический осциллятор 169
7.5. Оптические квантовые генераторы 171
7.5.1. Принцип действия оптического квантового генератора ... 175
7.5.2. Рубиновый лазер 177
7.5.3. Гелий – неоновый лазер непрерывного действия 181
7.5.4. Лазерное зондирование атмосферы 184

8. Прохождение света через атмосферу. Оптические атмосферные явления 187
8.1. Радуга 187
8.2. Гало 192
8.3. Венцы и глории 196
8.4. Рефракция света в атмосфере 200
8.4.1. Явления, обусловленные астрономической рефракцией .. 203
8.4.2. Явления, обусловленные земной рефракцией 205
8.4.3. Миражи 208
8.5. Поляризация света неба 212

9. Роль положений атомной физики в понимании процессов верхней атмосферы 219

Заключение 225

Литература 227

Приложение 228

Учебное издание

РЫБАКОВА Жанна Вениаминовна
БЛИНКОВА Вера Георгиевна

**ОБЩАЯ ФИЗИКА
И НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ
ФИЗИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ**

**Часть 4. Оптика.
Некоторые элементы атомной физики**

Учебное пособие

Редактор Ю.П. Готфрид
Оригинал-макет А.И. Лелоюр

Подписано к печати 14.05.2020 г. Формат $60\times84^{1}/_{16}$.
Бумага для офисной техники. Гарнитура Times.
Печ. л. 14,7. Усл. печ. л. 13,7.
Тираж 50 экз. Заказ № 4242.

Отпечатано на оборудовании
Издательского Дома
Томского государственного университета
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
Тел. 8+(382-2)–52-98-49
Сайт: http://publish.tsu.ru
E-mail: rio.tsu@mail.ru

ISBN 978-5-94621-902-0

9 785946 219020