

ОПТИКА

Оптика – это раздел физики, в котором изучаются свойства света, его физическая природа и взаимодействие с веществом. Под светом в оптике понимают электромагнитные волны с частотой ν от $1,5 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{16}$ Гц, соответствующие инфракрасному излучению, видимому свету и ультрафиолетовому излучению. Эту область частот принято называть *оптической областью спектра* электромагнитного излучения. Ей соответствуют длины волн λ от $2 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-8} м. Видимому свету соответствуют длины волн от $3,8 \cdot 10^{-7}$ до $7,6 \cdot 10^{-7}$ м.. Наряду с волновыми свойствами в оптической области излучения проявляются и квантовые свойства света.

Таким образом, по современным представлениям свет обладает двойственной природой, т.е. ему присущ корпускулярно-волновой дуализм.

6.1 Законы геометрической оптики. Вывод законов отражения и преломления света из принципа Гюйгенса.

§16 Некоторые сведения из геометрической оптики

Геометрической оптикой называют часть оптики, в которой изучаются законы распространения света в прозрачных средах на основе представления о нем, как о совокупности световых лучей. Под лучом понимают линию, вдоль которой переносится энергия электромагнитной волны.

Основу геометрической оптики образуют четыре закона: 1) закон прямолинейного распространения света; 2) закон независимости световых лучей; 3) закон отражения света; 4) закон преломления света.

Закон прямолинейного распространения света: *в однородной среде свет распространяется прямолинейно*. Этот закон является приближенным: при прохождении света через очень малые отверстия наблюдаются отклонения от прямолинейности, тем большие, чем меньше отверстие.

Закон независимости световых лучей: *лучи при пересечении не возмущают друг друга*. Пересечения лучей не мешают каждому из них распространяться независимо друг от друга. Этот закон справедлив при не слишком больших интенсивностях света. При интенсивностях, достигаемых с помощью лазеров, независимость световых лучей перестает соблюдаться.

При падении лучей света на границу раздела двух сред происходят явления отражения и преломления световых лучей (рис. 16.1).

Углом падения называют угол α между падающим лучом А света и перпендикуляром к границе раздела двух сред, восстановленным в точке падения О.

Углом отражения называют угол γ между отраженным лучом В света и перпендикуляром к поверхности отразившей свет, восстановленным в точке падения О.

Закон отражения: 1) *угол падения α равен углу отражения γ* ; 2) *падающий луч А, отраженный луч В и перпендикуляр, восстановленный в точку падения О лежат в одной плоскости*.

Углом преломления называют угол β между лучом С, прошедшим через границу раздела двух сред, и перпендикуляром к границе, восстановленным в точке преломления 0 (рис. 16.1).

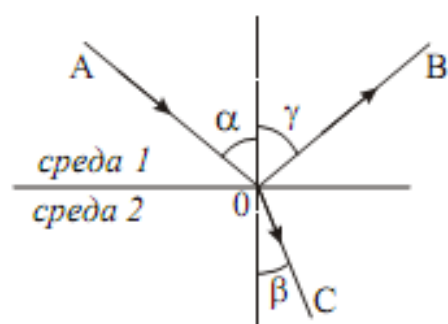


Рисунок 16.1

Закон преломления Снеллиуса: 1) *преломленный луч С, падающий луч А и перпендикуляр, восстановленный в точке падения 0 лежат в одной плоскости*; 2) *отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных двух сред*:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}. \quad (16.1)$$

Величина n_{21} называется **относительным показателем преломления** среды 2 относительно среды 1. Относительный показатель преломления n_{21} равен отношению абсолютных показателей преломления n_2 и n_1 этих сред:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (16.2)$$

Абсолютным показателем преломления среды называется показатель преломления среды относительно вакуума. Он равен отношению скорости света в вакууме к скорости света в данной среде:

$$n = \frac{c}{v}, \quad (16.3)$$

где $c=3 \cdot 10^8$ м/с скорость света в вакууме, v – скорость света в данной среде.

Если $n_2 > n_1$, то среда 2 называется оптически более плотной по сравнению со средой 1. Если $n_2 < n_1$, то среда 2 называется оптически менее плотной по сравнению со средой 1.

Следствия из закона Снеллиуса:

1. При переходе луча света из оптически менее плотной в оптически более плотную ($n_2 > n_1$) угол преломления β меньше угла падения α . Преломленный луч С в точке падения луча отклоняется в сторону перпендикуляра к границе раздела двух сред (рис. 16.1).

2. При переходе луча света из оптически более плотной в оптически менее плотную среду ($n_2 < n_1$) угол преломления β больше угла падения α . Преломленный луч С в точке падения луча отклоняется от перпендикуляра к границе раздела двух сред.

По мере увеличения угла падения α угол преломления β растет, оставаясь все время больше угла α . Наконец, при некотором угле падения значение угла преломления приблизится к 90° и преломленный луч пойдет по границе раздела сред (рис. 16.2а). Угол падения $\alpha_{\text{пр}}$, соответствующий углу преломления

$\beta=90^\circ$, называется *предельным углом полного отражения*. Он определяется из условия:

$$\sin \alpha_{\text{пр}} = n_{21}. \quad (16.4)$$

Если $\alpha > \alpha_{\text{пр}}$, то происходит *полное внутреннее отражение* (рис. 16.2б).



Рисунок 16.2

6.2. Волновая оптика. Интерференция света

Волновая оптика – раздел физики, изучающий оптические явления, в которых проявляется волновая природа света. К ним относятся интерференция, дифракция, поляризация. В электромагнитной волне колеблются векторы \vec{E} и \vec{H} . Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света вызываются колебаниями вектора напряженности электрического поля \vec{E} . Поэтому вектор напряженности электрического поля называют *световым вектором*.

§17 Интерференция света

17.1 Интерференция. Когерентность

Интерференция света – это явление наложения когерентных световых волн, в результате которого происходит перераспределение энергии светового поля, т.е. образуются светлые участки (максимумы) и темные участки (минимумы) интерференционной картины.

Когерентные волны – волны, разность фаз которых в данной точке пространства остается постоянной во времени. Когерентными могут быть только волны, имеющие одинаковую частоту.

Свет от обычных источников является некогерентным. Для получения когерентных световых волн применяют метод деления света от одного источника на две или несколько волн. В каждой из них представлено излучение одних и тех же атомов источника, так что эти системы волн когерентны между собой. Затем волны проходят или разные расстояния, или идут в разных средах, после чего их вновь накладывают. Разность оптических длин путей (см. п. 17.2), проходимых интерферирующими волнами не должна быть очень большой.



Разделение света можно осуществить путем его отражения или преломления. Один из способов получения когерентных волн показан на рис. 17.1. На пути источника света помещают узкую диафрагму Д, которая выделяет узконаправленный пучок. Затем этот пучок разделяют на два с помощью преграды П с двумя маленькими отверстиями. Интерференционную картину наблюдают на экране Э.

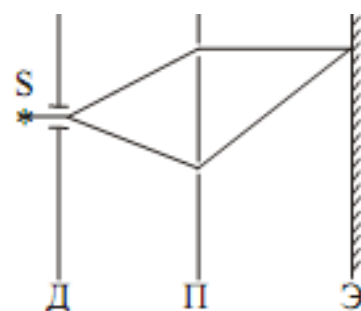


Рисунок 17.1

17.2 Условия максимумов и минимумов интерференции

Рассмотрим наложение двух световых волн, возбужденных когерентными источниками S_1 и S_2 , в точке М (рис. 17.2). Эти волны описываются уравнениями:

$$E_1(t, x_1) = A_1 \cos(\omega t - k x_1) \quad (17.1)$$

$$E_2(t, x_2) = A_2 \cos(\omega t - k x_2) \quad (17.2)$$

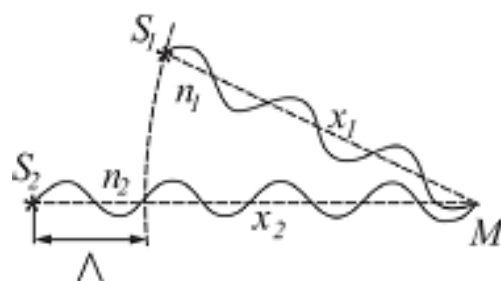


Рисунок 17.2

Амплитуду результирующего колебания определим методом векторных диаграмм:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \Delta\varphi \quad (17.3)$$

Интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim A^2$. С учетом этого в соотношении (17.3) заменим амплитуды через интенсивности и получим:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \Delta\varphi \quad (17.4)$$

Если волны некогерентные, то $\Delta\varphi$ будет непрерывно меняться, а $\cos \Delta\varphi$ будет принимать с равной вероятностью любые значения от -1 до $+1$. Среднее значение $\cos \Delta\varphi$ по времени равно нулю. Отсюда можно сделать вывод, что при наложении некогерентных волн результирующая интенсивность световой волны равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности:

$$I = I_1 + I_2 \quad (17.5)$$

Если волны когерентные, то $\cos \Delta\varphi$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение. Если $\cos \Delta\varphi > 0$, то $I > I_1 + I_2$; если $\cos \Delta\varphi < 0$, то $I < I_1 + I_2$. Таким образом, при наложении когерентных волн происходит перераспределение энергии, в результате которого в одних областях волнового поля интенсивность волны усиливается (возникают максимумы), а в других – интенсивность уменьшается (возникают минимумы).

Установим условия наблюдения максимумов и минимумов.

1. Интенсивность максимальна, если в выражении (17.4) $\cos \Delta\varphi = 1$, или

$$\Delta\varphi = 2m\pi, \quad (17.6)$$

где $m=0, 1, 2, 3, \dots$, т.е. целое число. Число m называется порядком максимума. Условие (17.6) является условием максимумов интерференции.

2. Интенсивность минимальна, если в выражении (17.4) $\cos \Delta\varphi = -1$, или

$$\Delta\varphi = (2m + 1)\pi \quad (17.7)$$

где $m=0, 1, 2, 3, \dots$. Условие (17.7) является условием минимумов интерференции.

Условиям максимумов и минимумов можно придать другой вид. Для этого найдем разность фаз волн, описываемых уравнениями (17.1) и (17.2):

$$\Delta\varphi = \omega t - kx_1 - \omega t + kx_2 = k(x_2 - x_1) \quad (17.8)$$

Величину $x_2 - x_1 = \Delta x$ называют *геометрической разностью хода*.

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Если интерферирующие лучи проходят через две однородные среды с различными показателями преломления n_1 и n_2 , то вместо геометрической разности хода Δx вводят понятие *оптической разности хода* Δ (рис. 17.2):

$$\Delta = n_2 x_2 - n_1 x_1, \quad (17.9)$$

где $L = n x$ – оптический путь в однородной среде.

Оптический путь – это скалярная величина, численно равная произведению показателя преломления среды на геометрический путь, пройденный волной.

Тогда, используя соотношения (17.6), (17.7), (17.8) и (17.9) и заменив волновое число через длину волны, можно получить:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (17.10)$$

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (17.11)$$

где $m=0, 1, 2, \dots$, т.е. целое число.

Соотношение (17.10) определяет условие максимумов интерференции. **Максимум интерференции наблюдается, если оптическая разность хода двух волн равна четному числу полуволн.**

Соотношение (17.11) определяет условие минимумов интерференции. **Минимум интерференции наблюдается, если оптическая разность хода двух волн равна нечетному числу длин волн.**

Таблица 17.1. Условия максимумов и минимумов интерференции

Условие максимумов	$\Delta\varphi = 2m\pi$	$\Delta = 2m\frac{\lambda}{2}$
Условие минимумов	$\Delta\varphi = (2m + 1)\pi$	$\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$

Если волна отражается от оптически более плотной среды, то фаза колебаний вектора \vec{E} изменяется на противоположную, т.е. на π . Оптический путь при этом изменится на половину длины волны.

$$L = nx - \frac{\lambda}{2} \quad \text{или} \quad L = nx + \frac{\lambda}{2} \quad (17.12)$$

Интерференция света плоскопараллельной пластине

Интерференцию света можно наблюдать как с помощью специальных оптических устройств, так и в естественных условиях. Примером может быть радужная окраска тонких пленок (мыльных пузырей, пленок нефти или масла на

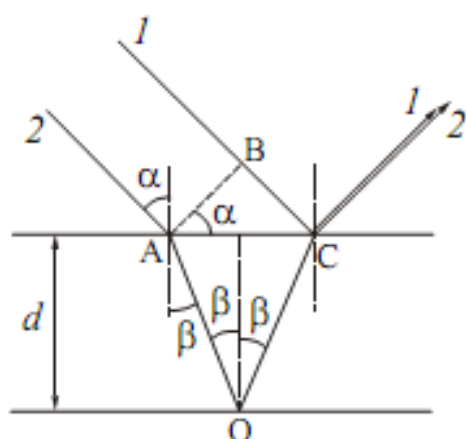


Рисунок 18.1

поверхности воды, прозрачных пленок оксидов на поверхностях закаленных металлических деталей и т.д.). Образование частично когерентных волн при этом происходит из-за отражения падающего на пленку света от верхней и нижней поверхностей пленки.

Рассмотрим плоскопараллельную прозрачную пленку толщиной d , на которую падает плоская монохроматическая волна с длиной волны λ . Предположим, что по обе стороны от пленки находится одна и та же среда, например, воздух (рис. 18.1). Волну можно рассматривать как параллельный пучок лучей. Пленка отбрасывает вверх два параллельных пучка: один образовался за счет отражения от верхней грани, второй – за счет отражения от нижней грани (пучки на рис. 18.1 представлены лучами).

Разность хода, приобретаемая лучами 1 и 2 до того, как они сойдутся в точке С, равна

$$\Delta = (AO + OC) n - BC \quad (18.1)$$

где n – показатель преломления пленки.

По закону преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n. \quad (18.2)$$

Проведение математических преобразований даст следующее выражение:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (18.3)$$

В точке С отражение волны происходит от оптически более плотной среды, поэтому фаза колебаний вектора \vec{E} изменяется на π . В точке О отражение происходит от оптически менее плотной среды, поэтому изменения фазы не происходит. В итоге между лучами 1 и 2 возникает дополнительная разность фаз, равная π . Ее учитывают, вычитая из оптической разности хода Δ половину длины волны. В результате получим

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}. \quad (18.6)$$

Из формулы (18.6) следует, что при постоянных d , n , α значение Δ для всей пленки будет одним и тем же, а интенсивность отраженного от нее света одинакова для любой точки поверхности. Интерференционных полос нет, и в зависимости от значений Δ интенсивность отраженного света либо максимальна, либо уменьшается до нуля.

Для возникновения интерференционных полос в отраженном свете необходимо, чтобы либо толщина пленки d , либо угол падения α для разных точек поверхности изменялись. Соответственно, рассматривая интерференцию в тонких пленках, различают полосы равного наклона и полосы равной толщины.

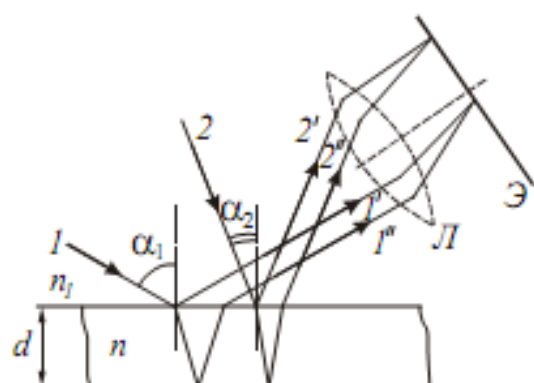


Рисунок 18.2

Полосы равного наклона наблюдаются в тех случаях, когда на плоскопараллельную тонкую пленку падает под разными углами α_1 , α_2 сходящийся (или расходящийся) пучок света (рис. 18.2). Так как толщина пленки d и ее показатель преломления n везде одинаковы, то оптическая разность хода интерферирующих лучей изменяется вдоль поверхности пленки из-за изменения угла падения α . Условия интерференции для всех лучей, падающих на поверхность пленки и отражающихся от нее под одним и тем же углом, одинаковы. Поэтому интерференционная картина в этом случае называется полосами равного наклона. Полосы равного наклона наблюдают на экране Э, который установлен в фокальной плоскости линзы Л.

Полосы равной толщины наблюдаются при отражении параллельного пучка лучей (угол падения $\alpha = \text{const}$) от тонкой прозрачной пленки, толщина которой d неодинакова в разных местах. Условия интерференции будут одинаковы в тех точках, которым соответствуют одинаковые значения d . Поэтому рассматриваемая интерференционная картина называется полосами равной толщины. Примером полос равной толщины являются кольца Ньютона.

Кольца Ньютона наблюдаются в том случае, когда выпуклая поверхность линзы малой кривизны соприкасается с плоской поверхностью хорошо отполированной пластинки, так что остающаяся между ними воздушная про-

слойка постепенно утолщается от центра к краям (рис. 18.3). Если на линзу па-

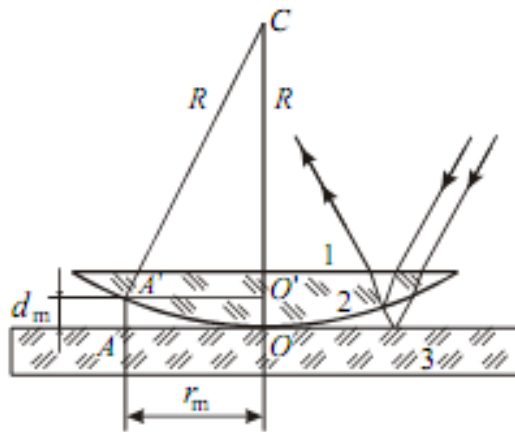


Рисунок 18.3



Рисунок 18.4

дает пучок монохроматического света, то световые волны, отраженные от верхней и нижней границ этой воздушной прослойки, будут интерферировать между собой. При этом получается следующая картина: в центре – темное пятно, окруженное рядом concentрических светлых и черных колец убывающей ширины (рис. 18.4).

Рассмотрев интерференцию в отраженном свете, можно получить формулы для расчета радиуса темных колец Ньютона:

$$r_m = \sqrt{m R \lambda}. \quad (18.9)$$

Для светлых колец:

$$r_m = \sqrt{(2m + 1) R \frac{\lambda}{2}}. \quad (18.10)$$

где r_m – радиус кольца, имеющего номер m ;

R – радиус кривизны линзы.

§19 Применение интерференции

Просветление оптики. Интерференция при отражении от тонких пленок лежит в основе просветления оптики. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы сопровождается отражением примерно 4% па-

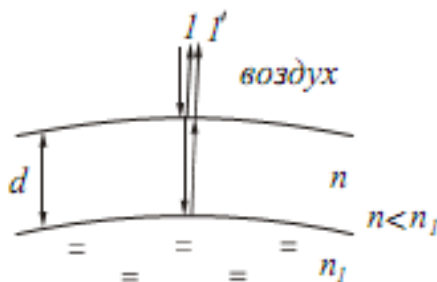


Рисунок 19.1

дающего света. В сложных объективах такие отражения совершаются многократно, и суммарная потеря светового потока достигает заметной величины. В просветленной оптике для устранения отражения света на каждую свободную поверхность линзы наносится тонкая пленка вещества с показателем преломления меньшим, чем у линзы (рис. 19.1). Толщина пленки подбирается так, чтобы волны, отраженные от обеих

ее поверхностей, погасили друг друга.

Рассчитаем минимальную толщину пленки, нанесенной на поверхность линзы. Лучи 1 и 1', отраженные от верхней и нижней граней, когерентны и будут интерферировать. В соответствии с формулами (18.6) и (17.11) запишем:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (19.1)$$

Волна дважды отражается от оптически более плотной среды. Фаза колебаний вектора \vec{E} дважды изменяется на противоположную, т.е. в результате она не изменится. Это означает, что разность хода рассматриваемых лучей также не изменится.

Свет падает нормально, т.е. угол падения $\alpha = 0^\circ$, $\sin 0^\circ = 0$. С учетом этого получим:

$$2dn = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (19.2)$$

Отсюда следует, что толщина пленки, соответствующей минимуму интенсивности отраженного света равна:

$$d = \frac{(2m + 1)\lambda}{4n}. \quad (19.3)$$

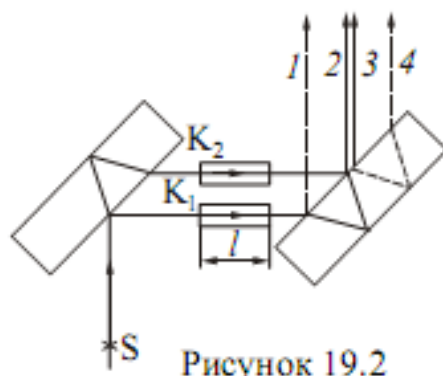
Минимальная толщина пленки будет при условии $m=0$:

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{4n}. \quad (19.4)$$

Белый свет – это свет, в котором присутствуют все длины волн видимого диапазона. Толщину пленки принято рассчитывать для средней части спектра ($\lambda \sim 550$ нм), поэтому просветленная оптика имеет сиреневатый оттенок (красная и фиолетовая части спектра не гасятся).

Гашение света не означает превращение световой энергии в другие формы. Как и при интерференции механических волн, гашение волн друг другом в данном участке пространства означает, что световая энергия сюда просто не попадает. Гашение отраженных волн, следовательно, означает, что весь свет проходит сквозь объектив.

Интерферометры. Явление интерференции используют в ряде довольно точных приборов, которые называются *интерферометрами*. Интерферометр



Жамена применяется для точных измерений изменения показателя преломления газов в зависимости от температуры, давления и влажности.

Схема интерферометра представлена на рис. 19.2. Две толстые одинаковые пластины устанавливаются параллельно друг другу. Монохроматический свет от источника S падает на поверхность первой пластины под углом, близким к 45° . Из первой пластины выйдет два луча, идущих на некотором расстоянии друг от друга.

На их пути помещаются кюветы K_1 и K_2 . Если одну из кювет заполнить газом с известным показателем преломления, а вторую – газом, показатель преломле-

ния которого измеряется, то между лучами возникает дополнительная разность хода. Затем эти лучи падают на вторую пластинку. Из нее выходит уже четыре луча, причем второй и третий наложатся друг на друга. В результате возникновения дополнительной разности хода интерференционная картина смещается. По смещению интерференционной картины определяют изменение показателя преломления, процентное содержание примеси и т.д.

6.2. Дифракция света.

§20 Дифракция света

Дифракция обусловлена волновой природой света и наблюдается при его распространении в среде с резко выраженными неоднородностями. В узком смысле *дифракция* – это способность световой волны огибать препятствия, размеры которых соизмеримы с длиной волны, и попадать в область геометрической тени.

Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока, которое происходит при наложении когерентных волн (суперпозиции волн). Перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных когерентных источников, принято называть интерференцией волн. Перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно, принято называть дифракцией волн.

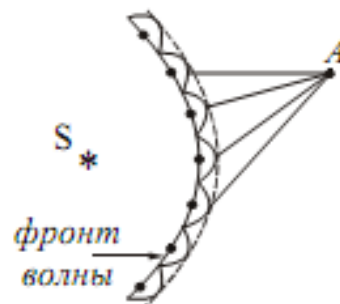


Рисунок 20.1

Приближенный метод, с помощью которого можно рассчитать закономерности дифракционных картин, называется *принципом Гюйгенса-Френеля*. Основные положения принципа Гюйгенса-Френеля:

1. Каждую точку фронта волны можно рассматривать, как источник вторичных сферических волн (рис. 20.1).
2. Вторичные волны когерентны, поэтому они интерферируют между собой.
3. Амплитуда колебаний в любой точке определяется как результат интерференции вторичных волн от бесконечного множества вторичных источников, т.е. в точке А (рис. 20.1) накладывается множество лучей.

20.1 Дифракционная решетка

Дифракционная решетка – это спектральный оптический прибор, предназначенный для разложения света в спектр и измерения длин волн. Она представляет собой плоскую стеклянную пластинку, на которую с помощью делительной машины через строго одинаковые интервалы наносят параллельные штрихи. Промежутки между штрихами прозрачны для световых лучей и играют роль щелей. Штрихи рассеивают лучи и, поэтому, являются непрозрачными. Основным параметром решетки является расстояние между серединами сосед-

них штрихов, которое называют *периодом* d (*постоянной*) *дифракционной решетки*:

$$d = a + b, \quad (20.1)$$

где a – ширина щели, b – размер препятствия (см. рис. 20.2).

На 1 мм может быть нанесено $10^3 \div 10^5$ штрихов, а период решетки может иметь значение $(1 \div 10)$ мкм.

20.2 Дифракция рентгеновских лучей

Пространственной, или трехмерной, дифракционной решеткой называется такая оптически неоднородная среда, неоднородности которой периодически повторяются. Примером пространственной дифракционной решетки может быть кристаллическая решетка твердого тела. Частицы, находящиеся в узлах этой решетки (атомы, молекулы, ионы), играют роль упорядоченно расположенных центров, которые когерентно рассеивают свет. Постоянные кристаллических решеток твердых тел ($d \sim 5 \cdot 10^{-10}$ м) значительно меньше длин волн видимого света ($\lambda_{\text{вид. св.}} \sim 5 \cdot 10^{-7}$ м). Поэтому для видимого света кристаллы являются оптически однородной средой. В то же время для рентгеновских лучей ($\lambda_{\text{рентг.}} = 10^{-11} \div 10^{-9}$ м) кристаллы представляют собой естественные решетки.

Дифракцию рентгеновских лучей на кристаллах можно трактовать как

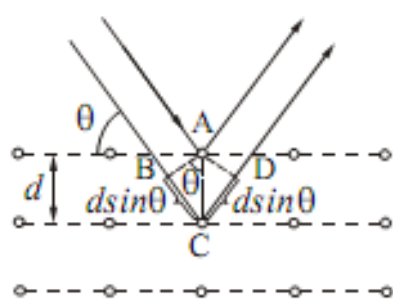


Рисунок 20.5

результат интерференции рентгеновского излучения, зеркально отражающегося от системы параллельных плоскостей. Эти плоскости проходят через узлы кристаллической решетки и называются *атомными плоскостями кристалла* (рис. 20.5). Расстояние d между соседними атомными плоскостями называется *межплоскостным расстоянием*. Угол θ между падающим лучом и атомной плоскостью кристалла называется *углом скольжения*.

Разность хода лучей, отраженных от двух соседних межатомных плоскостей

$$\Delta = BC + CD = 2d \sin \theta. \quad (20.8)$$

Для того, чтобы наблюдался максимум, должно выполняться условие:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (20.9)$$

Приравняв соотношения (20.8) и (20.9), получим:

$$2d \sin \theta = m \lambda. \quad (20.10)$$

Эта формула называется формулой Вульфа-Брэгга.

Дифракция рентгеновских лучей от кристаллов находит два основных применения:

1. Исследование спектрального состава рентгеновского излучения (рентгеновская спектроскопия).
2. Изучение структуры кристаллов (рентгеноструктурный анализ).

