

МИНИСТЕРСТВО ТРАНСПОРТА И КОММУНИКАЦИЙ
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ТРАНСПОРТА»

Кафедра физики

М. В. БУЙ, А. П. ПАВЛЕНКО

Ф И З И К А

ОПТИКА

*Одобрено методической комиссией
заочного факультета в качестве учебно-методического пособия*

Гомель 2015

УДК 53 (075.8)
ББК 22.3
Б90

Рецензенты: д-р техн. наук, профессор *О. В. Холодилов*
(УО «БелГУТ»);
канд. физ.-мат. наук, доцент *В. В. Андреев*
(УО «ГГУ им. Ф. Скорины»).

Буй, М.В.

Б90 Физика. Оптика : учеб.-метод. пособие / М. В. Буй, А. П.
Павленко; М-во транспорта и коммуникаций Респ. Беларусь,
Белорус. гос. ун-т трансп. –
Гомель : БелГУТ, 2015. – 64 с.
ISBN 978-985-554-405-1

Приведены основные сведения из теории по разделу «Оптика» программы курса физики для инженерно-технических специальностей вузов.

Предназначено для методического обеспечения самостоятельной работы по физике студентов инженерно-технических специальностей заочной формы обучения.

УДК 53 (075.8)
ББК 22.3

ISBN 978-985-554-405-1

© М. В. Буй, А. П. Павленко, 2015
© Оформление. УО «БелГУТ», 2015

1 ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

1.1 Основные законы оптики

Оптика – раздел физики, в котором изучается свет, его свойства, природа, взаимодействие с веществом.

Свет представляет собой сложное явление: в одних случаях он ведет себя как волна, в других как поток частиц.

Волновая оптика – раздел оптики, изучающий свет как частный случай электромагнитных волн, и явления, обусловленные волновой природой света – дифракцию, интерференцию, дисперсию, поляризацию, эффект Вавилова – Черенкова.

В волновой оптике свет – это электромагнитное излучение, испускаемое нагретым или находящимся в возбуждённом состоянии веществом. Длины волн видимого света лежат в диапазоне от 380 до 780 нанометров, что соответствует частотам от 790 до 385 терагерц соответственно.

Квантовая оптика – раздел физики, который рассматривает явления, обусловленные корпускулярной природой света – тепловое излучение, фотоэффект, эффект Комптона. Свет рассматривается как поток частиц – фотонов.

Геометрическая оптика – раздел оптики, в котором изучаются законы распространения света в прозрачных средах на основе представления о световом луче.

Световой луч – воображаемая линия, являющаяся осью узкого светового пучка, диаметр которого значительно превышает длину волны.

Известны следующие основные законы геометрической оптики:

- закон прямолинейного распространения света в оптически однородной среде;
- закон независимости световых пучков (справедлив только в линейной оптике);
- закон отражения света (на границе раздела двух оптических сред);
- закон преломления света.

Закон прямолинейного распространения света: свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Проявлением этого закона является наличие тени с резкими границами от непрозрачных предметов при освещении их точечными источниками света (источники, размеры которых значительно меньше освещаемого предмета и расстояния до него). Этот закон нарушается, если свет проходит сквозь очень малые отверстия, причем отклонение от прямолинейности распространения тем больше, чем меньше отверстия.

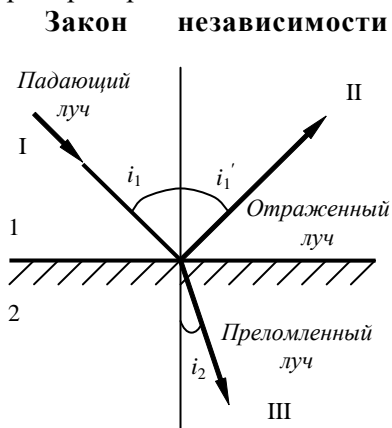


Рисунок 1.1

Закон независимости световых пучков: эффект, производимый отдельным световым пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устранены.

Если свет падает на границу раздела двух оптических сред (двух прозрачных веществ), то падающий луч *I* (рисунок 1.1) разделяется на два – отраженный *II* и преломленный *III*, направления которых задаются законами отражения и преломления.

Закон отражения: луч падающий, луч отраженный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения, лежат в одной плоскости; угол i_1' отражения равен углу i_1 падения:

$$i'_1 = i_1.$$

Закон преломления: луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}. \quad (1.1)$$

Здесь n_{21} – относительный показатель преломления второй среды относительно первой. Индексы в обозначениях углов i_1 , i'_1 , i_2 указывают, в какой среде (первой или второй) идет луч.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.2)$$

Абсолютным показателем преломления среды называется величина n , равная отношению скорости c электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости v в среде:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.3)$$

Обратимость световых лучей. Если обратить луч III (рисунок 1.1), заставив его падать на границу раздела под углом i_2 , то преломленный луч в первой среде будет распространяться под углом i_1 , т. е. пойдет в обратном направлении вдоль луча I .

1.2 Явление полного отражения.

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления n_2 (оптически менее плотную) ($n_1 > n_2$), например, из стекла в воду (рисунок 1.2 а), то

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1.$$

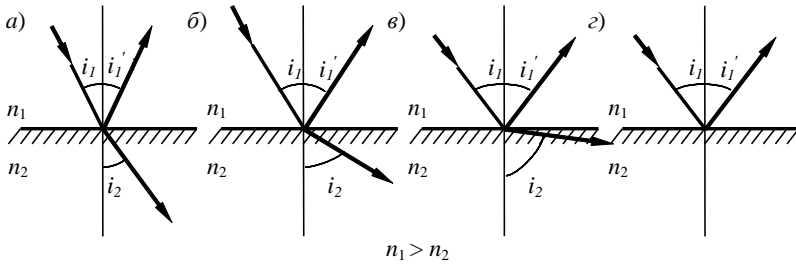


Рисунок 1.2

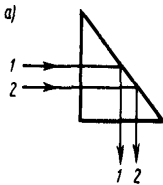
Отсюда следует, что преломленный луч удаляется от нормали.

С увеличением угла падения (рисунок 1.2 б, в, г) увеличивается угол преломления до тех пор, пока при некотором угле падения ($i_1 = i_{\text{пр}}$) угол преломления не окажется равным $\pi/2$. Угол $i_{\text{пр}}$ называется **предельным углом**. При углах падения $i_1 > i_{\text{пр}}$ весь падающий свет полностью отражается.

По мере приближения угла падения к предельному интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного растёт.

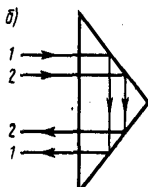
Если $i_1 = i_{\text{пр}}$, то интенсивность преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего. Таким образом, при углах падения в пределах от $i_{\text{пр}}$ до $\pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. Это явление называется **полным отражением**.

Предельный угол $i_{\text{пр}}$ определим из формулы (1.1) при подстановке в нее $i_2 = \pi/2$.



$$\text{Тогда } \sin i_{\text{пр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (1.4)$$

Уравнение (1.4) удовлетворяет значениям угла $i_{\text{пр}}$ при $n_2 \leq n_1$. Следовательно, явление полного отражения имеет место только при



падении света из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную.

Явление полного отражения используется в призмах полного отражения (рисунок 1.3). Показатель преломления стекла $n \approx 1,5$, поэтому предельный угол для границы раздела стекло – воздух $i_{\text{пр}} = \arcsin(1/1,5) = 42^\circ$. Поэтому при падении света на границу стекло – воздух под углом $i > 42^\circ$ всегда будет иметь место полное отражение. Призмы полного отражения позволяют: повернуть луч на 90° (рисунок 1.3а) и перевернуть изображение (рисунок 1.3б). Такие призмы очень широко применяются в оптических приборах (например, в биноклях, перископах, телескопах).

Явление полного отражения широко используется в **световодах**, представляющих собой тонкие, произвольным образом изогнутые нити (волокна) из оптически прозрачного материала. В них световедущая жила (сердцевина) окружается стеклом – оболочкой из другого стекла с меньшим показателем преломления.

Свет, падающий на торец световода под малыми углами, претерпевает на поверхности раздела сердцевинки и оболочки полное отражение и распространяется в основном только по световедущей жиле (рисунок 1.4). Таким образом, с помощью световодов можно как угодно искривлять траекторию светового пучка. Использование световодов позволяет значительно уменьшить потери световой энергии при её передаче на расстояния, а также использовать криволинейные трассы. Диаметр световедущих жил лежит в пределах от нескольких микрометров до нескольких миллиметров. Для передачи изображений, как правило, применяются многожильные световоды.



Рисунок 1.4

Сердцевина изготавливается из чистого материала (стекла или пластика) и имеет диаметр 9 мкм. Оболочка имеет диаметр

имеет диаметр

125 мкм и состоит из материала с примесями, изменяющими показатель преломления. Например, если показатель преломления оболочки равен 1,474, то показатель преломления сердцевины – 1,479. Особенно широко световоды используются в волоконной оптике – это многоканальные системы передачи информации, кабельное телевидение, локальные вычислительные сети, датчики и системы сбора обработки и передачи информации. Световоды используются в электронно-лучевых трубках, в электронно-счетных машинах, для защиты информации, в медицине, для целей интегральной оптики и т. д.

Контрольные вопросы

- 1 Оптика. Основные законы геометрической оптики.
- 2 Явление полного отражения. Его применение.
- 3 Световоды.

2 ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН

2.1 Явление интерференции

Интерференция – явление усиления результирующей волны в одних точках пространства и ослабление ее в других при наложении двух или нескольких когерентных волн.

Интерференция наблюдается в природе – в виде цветных разводов на масляных пленках на лужах, на поверхности мыльных пузырей (рисунок 2.1).



Рисунок 2.1

Волны **когерентны** когда их частоты одинаковы, а разность фаз постоянна во времени.

Монохроматические волны – волны определенной и строго постоянной частоты. Монохроматические волны, имеющие постоянную разность фаз, являются **когерентными**. Ни один реальный источник не излучает строго монохроматические волны. Всякая реальная световая волна образуется наложением колебаний различных частот, заключенных в более или менее узком интервале $\Delta\omega$. Поэтому о монохроматичности (постоянстве частоты) можно говорить лишь в каком-то приближении.

Кроме того, и амплитуда, и фаза колебаний претерпевают различные случайные изменения. Поэтому и о **когерентности** также можно говорить лишь в каком-то приближении. Строго когерентных световых волн от независимых источников в природе не существует. Электромагнитные волны излучаются атомами вещества. Любой источник электромагнитных волн состоит из большого числа различных атомов – они излучают «свои» волны, которые являются немонохроматическими и некогерентными по отношению к волнам других атомов.

Сузим область рассмотрения – пусть излучает один атом.

В каждом атоме процесс излучения конечен и длится $\sim 10^{-8}$ с. За это время волна распространяется примерно на 3 метра. Длину волны видимого излучения возьмем за 500 нм, т. е. произойдет примерно 10^7 колебаний векторов \vec{E} и \vec{H} . После этого атом возвращается в невозбужденное состояние и прекращает излучение. Возбудившись вновь, атом снова начинает излучать электромагнитные волны той же частоты, но с любой другой начальной фазой – т. е. эти волны некогерентны предыдущим. Таким образом, лишь излучаемые в течение времени излучения волны будут иметь одинаковую частоту и приблизительно равные амплитуды и фазы.

Ограничим это время излучения временем, за которое случайное изменение фазы волны достигает π . Это время получило

название **времени когерентности**, а набор волн за время излучения получил название **цуга волн**.

Время когерентности – это время, в течение которого световые волны имеют одинаковую частоту и более-менее постоянный сдвиг фаз. Это время продолжительности одного цуга волн. Оно не превышает время излучения.

Длина когерентности – расстояние, которое пройдет волна за время когерентности.

Таким образом, когерентны волны лишь волны узкого интервала. И, естественно, не когерентны волны от различных атомов.

В связи с вышесказанным различают временную когерентность и пространственную.

Временная когерентность – когерентность колебаний, совершаемых в точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волны.

Пространственная когерентность – источники, размеры и расположения которых позволяют наблюдать интерференционную картину (при условии достаточной монохроматичности волн), называются **пространственно когерентными**.

Интерференция света – это явление, наблюдаемое при наложении двух или нескольких когерентных световых волн, в результате которого в одних точках пространства наблюдается усиление светового потока, а в других – его ослабление. При этом наблюдается устойчивая интерференционная картина.

Рисунок 2.2 поясняет образование интерференционной картины.

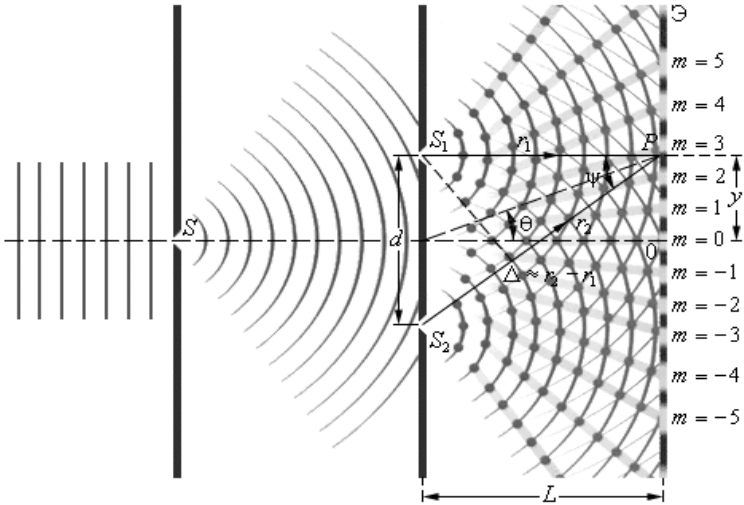


Рисунок 2.2

На экране Э будет наблюдаться чередование светлых и темных полос, которые представляют собой соответственно максимумы и минимумы интенсивности результирующей волны.

Интенсивность результирующей волны в различных точках экрана (рисунок 2.3) будет различна и определяется разностью фаз, с которыми волны приходят в данную точку (для справки – интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim A^2$).

Если разность фаз $\Delta\varphi = \pm 2m\pi$, то будет усиление амплитуды волны, ее максимум, а если $\Delta\varphi = \pi + 2m\pi = \pm(2m + 1)\pi$ – будет уменьшение амплитуды результирующей волны до минимума ($m = 0, 1, 2, \dots$).

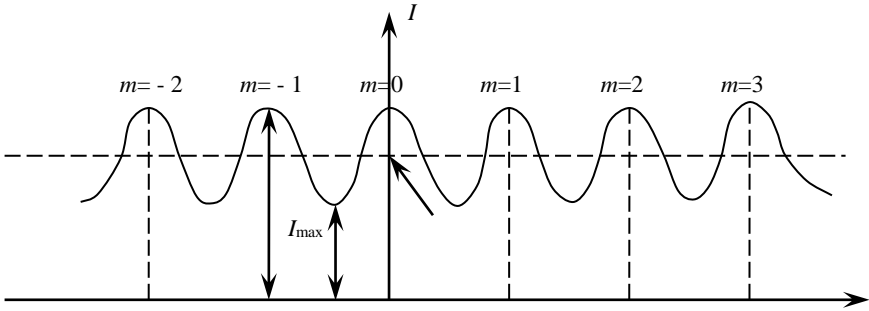


Рисунок 2.3

Введем некоторые понятия для расчета результирующей волны в точке пространства.

Длина пути r луча – расстояние от данной точки до источника волн.

Разность хода лучей $\Delta r = r_2 - r_1$ – разность расстояний от точки до источников волн.

Оптическая длина пути $s = nr$, где n – показатель преломления среды.

Оптическая разность хода $\Delta = s_2 - s_1$.

Пусть имеем два когерентных источника электромагнитных волн. Волны от них описываются уравнениями:

$$\xi_1 = A_1 \cos \omega \left(t - \frac{r_1}{v_1} \right) \quad \text{и} \quad \xi_2 = A_2 \cos \omega \left(t - \frac{r_2}{v_2} \right),$$

где r_1 и r_2 – расстояние от источников до точки; $v_1 = c/n_1$ и $v_2 = c/n_2$ – фазовые скорости волн в различных средах.

Начальные фазы обеих волн пусть равны нулю $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$.

Тогда амплитуда результирующей волны в какой-то точке

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Разность фаз

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \omega \left(\frac{r_2}{v_2} - \frac{r_1}{v_1} \right) = \omega \left(\frac{r_2 n_2}{c} - \frac{r_1 n_1}{c} \right) = \frac{2\pi\nu}{c} (s_2 - s_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta.$$

Максимум амплитуды результирующей волны наблюдается при условии

$$\Delta\varphi = \pm 2m\pi \text{ или } \Delta = \pm m\lambda \quad (2.1)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$.

Минимум амплитуды результирующей волны наблюдается при условии:

$$\Delta\varphi = \pm(2m+1)\pi \text{ или } \Delta = \pm(2m+1)\lambda/2. \quad (2.2)$$

Поскольку $I \sim A^2$, то интенсивность результирующей волны

$$I = I_1 + I_2 + \sqrt{2I_1I_2} \cos\Delta\varphi.$$

Если $I_1 = I_2$, при $\cos\Delta\varphi = 1$ интенсивность результирующей волны будет $I_{\max} = 4I_1$, при $\cos\Delta\varphi = -1$ интенсивность $I_{\min} = 0$.

Для некогерентных волн среднее значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 0$; при наложении таких волн результирующая интенсивность будет $I = 2I_1$.

2.2 Методы получения когерентных световых волн

Независимых когерентных источников нет. Они могут быть созданы только «искусственным» путем: для получения когерентных волн применяют метод разделения волн, излучаемых одним источником (рисунки 2.4, а, б, в).

Метод Юнга. Свет от источника света попадает на две узкие щели и далее распространяются от них, как от двух независимых источников (рисунок 2.4, а).

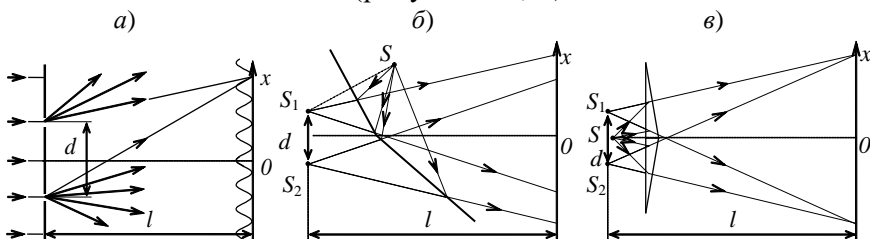


Рисунок 2.4

Интерференционная картина наблюдается на экране, расположенном на некотором расстоянии параллельно щелям.

Бизеркала Френеля. Свет от источника света попадает на два плоских зеркала, расположенных под малым углом друг к

другу, отражается и далее распространяются от них, как от двух независимых источников (рисунок 2.4, б).

Бипризма Френеля. Свет от источника света попадает на бипризму, преломляется и далее распространяются от них, как от двух независимых источников (рисунок 2.4, в).

2.3 Расчет интерференционной картины от двух источников

Возьмем два когерентных источника S_1 и S_2 (рисунок 2.5), расстояние между ними d много меньше расстояния до экрана l , то есть $d \ll l$.

Амплитуда результирующей волны зависит от расположения (координаты x) точки p на экране.

$$\Delta = \frac{xd}{l} \quad (2.3)$$

Подставляя соотношения (2.1 и 2.2) в формулу (2.3), получим положение максимума: $x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda$ и минимума

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

где $m = 0, 1, 2, \dots$

Расстояние между двумя соседними максимумами (минимумами) называется **шириной интерференционной полосы** Δx . Если расстояние между максимумами – это ширина темной полосы, если между минимумами – ширина светлой полосы.

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda. \quad (2.4)$$

Интерференционная картина от двух когерентных источников монохроматического света представляет собой чередование на экране светлых и темных полос.

Главный максимум, которому соответствует $m = 0$, находится в точке O . Вверх и вниз от него расположены на

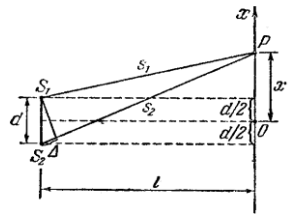


Рисунок 2.5

равных расстояниях максимумы первого $m = 1$, второго $m = 2$ и следующих порядков.

Для белого света, представляющего собой непрерывный набор длин воли от 0,39 мкм до 0,75 мкм, в середине экрана будет наблюдаться белая полоса ($m = 0$), по обе стороны которой симметрично расположатся спектрально окрашенные полосы максимумов первого, второго порядков и т. д. (ближе к белой полосе будут находиться зоны фиолетового цвета, дальше – зоны красного цвета).

2.4 Интерференция света в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рисунок 2.6) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч).

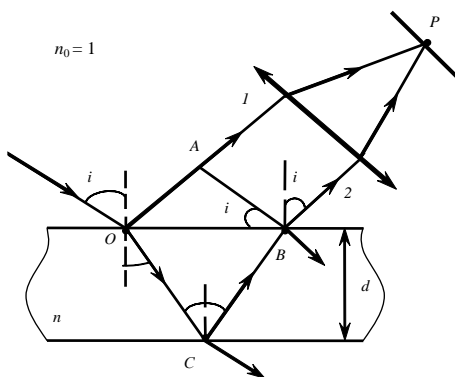


Рисунок 2.6

На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки C , частично преломится в воздух ($n_0=1$), а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится

(этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности

падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы. В результате на экране возникает интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB ,

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2}. \quad (2.5)$$

Для случая, изображенного на рисунке 2.6 ($n > n_0$),

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}.$$

В точке P будет интерференционный максимум, если выполняется условие

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

и минимум, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Интерференция наблюдается, только если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

Для преломленного луча формула будет та же, только отсутствует слагаемое $\lambda/2$

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (2.6)$$

Поэтому максимуму интерференции в проходящем свете будет соответствовать минимум в отраженном (волны отличаются на полупериод). Для конкретной равнотолщинной пленки ее толщина d и показатель преломления $n = \text{const}$, тогда разность хода зависит только от угла i , т. е. от наклона падающего луча.

Спектральные полосы, возникающие при падении лучей на равнотолщинную пленку под одним углом, получили название **линий равного наклона**.

Линии равной толщины возникают при наложении отраженных или проходящих лучей, падающих на разнотолщинную пластинку (пленку) в местах одинаковой толщины под одним и тем же углом. Формула расчета разности хода та же (2.6).

2.5 Кольца Ньютона

Кольца Ньютона возникают при наложении отраженных или проходящих лучей, падающих нормально на толстую линзу, помещенную на стеклянную пластину (рисунок 2.7).

Между линзой и пластиной образуется разнотолщинный воздушный (или жидкостной) клин.

Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отраженных лучей возникают полосы равной толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей.

Интерференционная картина представляет собой чередование светлых (максимумы) и темных (минимумы) колец, радиусы которых определяются по формулам:

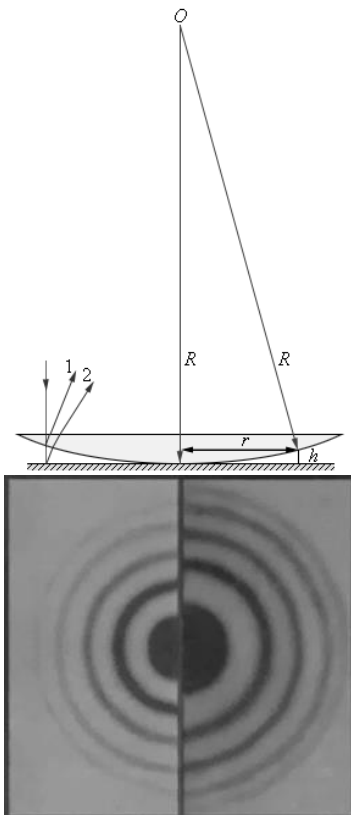


Рисунок 2.7

$$r = \sqrt{mR\lambda} . \quad (2.7)$$

Эта формула верна для темных полос в отраженном свете и светлых полос в проходящем свете. Для светлых полос в отраженном свете и темных полос в проходящем свете следует использовать формулу:

$$r = \sqrt{(2m-1)R\frac{\lambda}{2}} . \quad (2.8)$$

Измеряя радиусы соответствующих колец, можно (зная радиус кривизны линзы R) определить λ и, наоборот, по известной λ найти радиус кривизны R линзы. Система светлых и темных полос получается только при освещении линзы монохроматическим светом.

2.6 Применение интерференции

Основные области использования явления интерференции:

- интерферометры;
- интерференционные микроскопы;
- голография;
- прецизионные измерения;
- определение качества обработки поверхностей;
- «просветление» оптики.

Просветление оптики. Явление интерференции широко используется для просветления оптики, сущность которого состоит в том, чтобы *ликвидировать вредное отражение света* от поверхностей линз в сложных оптических системах. Объективы современных фотоаппаратов и кинопроекторов, перископы подводных лодок и различные другие оптические устройства состоят из большого числа оптических стекол – линз, призм и др. Проходя через такие устройства, свет отражается от многих поверхностей. Число отражающих поверхностей в современных фотообъективах превышает 10, а в перископах подводных лодок доходит до 40. При падении света перпендикулярно поверхности доля отраженной от нее энергии составляет 5 – 9 % от всей энергии. Поэтому сквозь прибор

часто проходит всего 10 – 20 % поступающего в него света. Кроме того, многократное отражение вызывает появление вредных «бликов». В связи с этим на каждую свободную поверхность линзы наносят пленку толщиной $d = \lambda/4n_{\text{пл}}$ из прозрачного вещества с показателем преломления $n_{\text{пл}}$, который меньше показателя преломления стекла $n_{\text{ст}}$. Если свет попадает на такую линзу, он отражается от поверхностей воздух – пленка и пленка – стекло. Оба отраженных луча когерентны и при оптической толщине пленки $d = \lambda/4$ гасят друг друга (оптическая разность хода лучей равна $\lambda/2$). Расчеты показывают, что наиболее полное гашение будет при $n_{\text{пл}} = \sqrt{n_{\text{ст}}}$.

Поскольку при интерференции энергия не изменяется, а только перераспределяется, то в результате такого покрытия линз оптическая система «просветляется» – резко возрастает интенсивность проходящих лучей.

Технические применения интерференции.

Явление интерференции используется для проверки качества обработки поверхностей. С его помощью можно оценить шероховатость поверхности изделия с точностью до 1/10 длины волны, т.е. с точностью до 10^{-5} мм. Для этого нужно создать тонкую клиновидную прослойку воздуха между поверхностью образца и очень гладкой эталонной пластиной. Тогда неровности поверхности размером до 10^{-5} мм вызовут заметные искривления интерференционных полос, образующихся при отражении света от проверяемой поверхности и нижней грани эталонной пластины.

Интерферометр Майкельсона. Интерферометр Майкельсона можно использовать для точного измерения показателя преломления вещества. На пути одного из лучей нужно поставить кювету с исследуемым веществом, а на пути другого такую же кювету с эталонным веществом, показатель преломления которого известен. Такой интерференционный рефрактометр позволяет зафиксировать в эксперименте изменения показателя преломления в шестом знаке после

запятой, т.е. измерять величину показателя преломления n с относительной точностью $\sim 10^{-6}$.

Интерферометры применяются также для измерения углов.

Микроинтерферометр Линника. Этот прибор предназначен для контроля за чистотой обработки металлических поверхностей высокого класса точности ($\sim 0,1$ длины λ , световой волны, т.е. $\sim 0,05$ мкм). В техническом отношении микроинтерферометр состоит из интерферометра и микроскопа. С помощью микроскопа наблюдают интерференционную картину полос равной толщины, искривления которых отражают микрорельеф исследуемой поверхности.

2.7 Многолучевая интерференция

Многолучевая интерференция возникает при наложении более двух волн. Пики много уже и ярче. Если число волн N , то интенсивность результирующей волны будет в N^2 раз больше. Наблюдается на дифракционной решетке. Возможно получение многолучевой интерференции с помощью многослойной пленочной системы (с различными показателями преломления n), а так же при многократном отражении.

Контрольные вопросы

- 1 Интерференция волн. Когерентность волн.
- 2 Интерференция света. Условие интерференционного максимума и минимума.
- 3 Методы получения когерентных световых волн. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников.
- 4 Интерференция света в тонких пленках.
- 5 Интерференционные полосы равной толщины и равного наклона. Кольца Ньютона.
- 6 Применение интерференции. Просветление оптики.

3 ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Дифракция света – отклонение света от прямолинейного распространения на резких неоднородностях среды.

К дифракции относится явление огибания волнами препятствий и проникновение света в область геометрической тени.

Поясняется дифракция принципом Гюйгенса – Френеля.

3.1 Принцип Гюйгенса

Принцип Гюйгенса – каждая точка пространства, до которой доходит волновой фронт, служит источником вторичных сферических когерентных волн, огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Принцип Гюйгенса позволяет определить направление распространения волнового фронта и его расположение в момент времени t (рисунок 3.1).

Френель дополнил принцип Гюйгенса положением об амплитуде как результате интерференции этих вторичных волн.

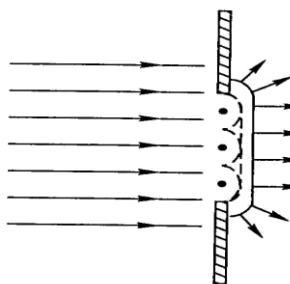


Рисунок 3.1

Принцип Гюйгенса – Френеля: каждый элемент dS волновой поверхности S служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которой пропорциональна величине dS .

Дифракция происходит на предметах любых размеров, а не только соизмеримых с длиной волны λ . Трудности наблюдения заключаются в том, что вследствие малости длины световой волны интерференционные максимумы располагаются очень близко друг к другу, а их интенсивность быстро убывает. Поэтому хорошо наблюдается дифракция на предметах, размеры которых соизмеримы с длиной волны λ .

Для расчета дифракции используется метод зон Френеля.

3.2 Метод зон Френеля

Этот метод позволяет оценить амплитуду сферической волны от источника в произвольной точке P однородного изотропного пространства.

Принцип построения зон Френеля:

Заменяем действие сферической волны действием множества источников вторичных волн (согласно принципу Гюйгенса – Френеля), расположенных определенным образом. Разбиваем волновую поверхность на множество кольцевых зон, причем расстояния от краев зон до точки P должны отличаться на $\lambda/2$ (рисунок 3.2) Колебания от аналогичных точек соседних зон приходят в точку P в противофазе, а значит и результирующее колебание от каждой зоны будет отличаться от результирующего колебания соседней зоны на фазу π . Колебания от соседних зон будут взаимно ослаблять друг друга.

Амплитуда результирующего колебания будет равна:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m. \quad (3.1)$$

Оценим амплитуды волн от соседних зон. Согласно дополнению Френеля амплитуды пропорциональны площадям этих поверхностей. Математически доказывается, что площади зон Френеля для не слишком больших m одинаковы. Итак, построение Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равные по площади зоны.

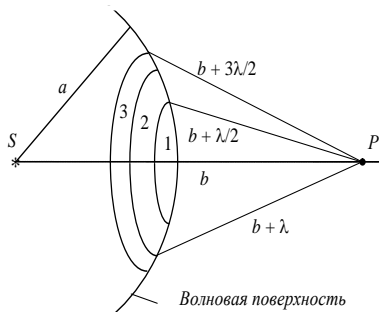


Рисунок 3.2

Радиус внешней границы m -й зоны Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda, \quad (3.2)$$

где a – расстояние от источника света до фронта волны; b – расстояние от фронта волны до рассматриваемой точки.

Для примера, если положить, что $a = b = 0,1$ м, $\lambda = 0,5$ мкм, то радиус первой зоны $r_1 = 0,158$ мм. И всего число зон Френеля для такой волны $N \approx 8 \cdot 10^5$.

Для сферической волны: интенсивность волн убывает с увеличением расстояния от зоны до точки и действие зоны тем меньше, чем больше угол между нормалью к поверхности и направлением на точку.

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots A_{m-1} > A_m > A_{m+1}. \quad (3.3)$$

С учетом (3.1)

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots$$

Поскольку амплитуды волн A монотонно убывают, можно считать $A_m \approx (A_{m-1} + A_{m+1})/2$, а для больших m $A_{m+1}/2$ много меньше A_1 , и ею можно пренебречь.

Тогда амплитуда всей волны

$$A \approx \frac{A_1}{2}. \quad (3.4)$$

При открытой волне в любой точке на оси за волновой поверхностью будет наблюдаться светлое пятно – максимум. Амплитуда, создаваемая в точке всей волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной центральной зоной.

Если мы откроем только первую (центральную) зону, то интенсивность колебаний в точке будет в два раза выше, чем от всей сферической волны. Радиус центральной зоны $0,158$ мм (в приведенном примере), следовательно, можно считать, что распространение света происходит ***внутри очень узкого канала***, т. е. ***прямолинейно*** – так принцип Гюйгенса – Френеля объясняет прямолинейное распространение света. Точку P мы выбрали на оси SO .

Колебания от четных и нечетных зон Френеля находятся в противофазе и, следовательно, взаимно ослабляют друг друга. Если поставить на пути световой волны пластинку, которая перекрывала бы все четные или все нечетные зоны, то амплитуда колебания в точке P , для которой рассчитана пластинка, резко возрастает. Такая пластинка называется зонной.

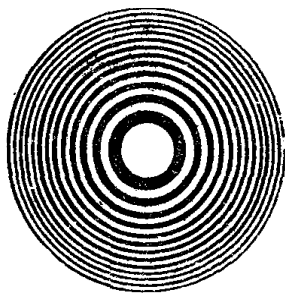


Рисунок 3.3

На рисунке 3.3 изображена зонная пластинка, перекрывающая четные зоны. Зонная пластинка во много раз увеличивает интенсивность света в точке P , действуя подобно собирающей линзе. Еще большего эффекта можно достигнуть, не перекрывая четные (или нечетные) зоны, а изменяя фазу их колебаний на π . Это

можно осуществить с помощью прозрачной пластинки, толщина которой в местах, соответствующих четным и нечетным зонам, отличается на надлежащим образом подобранную величину. Такая пластинка называется фазовой зонной пластинкой. По сравнению с обычной (или амплитудной) зонной пластинкой фазовая дает дополнительное увеличение амплитуды в два раза, а интенсивности света – в четыре раза.

Рассмотрим дифракцию в сходящихся лучах, или дифракцию Френеля, осуществляемую в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию. Для расчета дифракции используем метод зон Френеля.

3.3 Дифракция Френеля от круглого отверстия

Поставим на пути сферической волны препятствие с малым отверстием радиуса r_0 . Причем $r_0 = r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda$, где m – число зон Френеля, открытых отверстием (рисунок 3.4, а).

В точке P амплитуда волны $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m$.

Причем, A_m положительное для нечетных m и отрицательное для четных.

$$A \approx \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2} \quad \text{для нечетных } m, \quad A \approx \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2} \quad \text{для четных.}$$

Для малого числа зон (m мало) считаем, что $A_m \approx A_1$. Тогда, если открыто нечетное число зон Френеля, то $A \approx A_1$, если четное — $A \approx 0$.

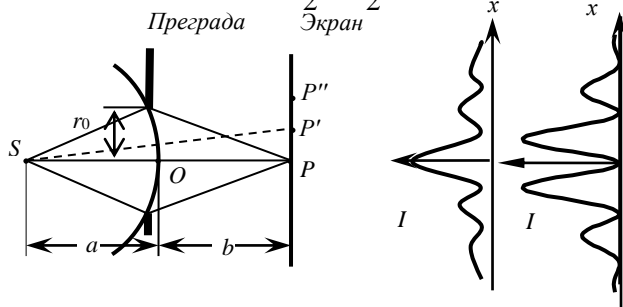


Рисунок 3.4

Итак, если отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то в точке P будет максимум в виде светлого пятна (рисунок 3.4, б). Причем вдвое больший по амплитуде, чем без преграды с отверстием.

Если отверстие открывает четное число зон Френеля, то в точке p будет минимум в виде темного пятна (рисунок 3.4, в).

Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия представляет собой чередование светлых и темных концентрических колец. В центре картины будет либо светлое, либо темное пятно. Далее от центра будут чередоваться минимумы и максимумы меньшей интенсивности в виде темных и светлых колец.

3.4 Дифракция Френеля от диска

На пути сферической волны поместим непрозрачный диск радиусом r_0 . Дифракционную картину наблюдаем на экране Э в точке P , лежащей на линии, соединяющей S с центром диска. Участок, закрытый диском, следует исключить из рассмотрения, и зоны Френеля строим от краев диска (рисунок 3.5). Пусть диск закрывает m зон Френеля.

Результирующая волна будет иметь амплитуду

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots \approx A_{m+1}/2.$$

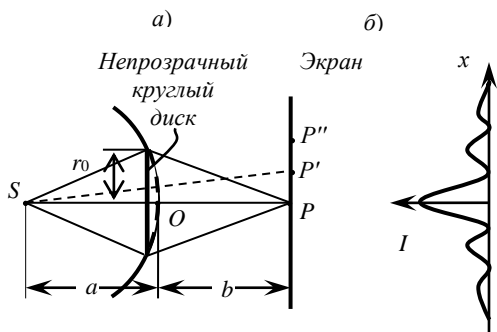


Рисунок 3.5

В точке P экрана всегда будет наблюдаться дифракционный максимум (светлое пятно), окруженный концентрическими темными и светлыми кольцами. Интенсивность последующих максимумов убывает с

ростом их порядка.

3.5 Дифракция Фраунгофера от щели

Дифракция Фраунгофера от щели – дифракция параллельных лучей, дифракция плоской волны.

Чтобы осуществить этот тип дифракции, точечный источник следует поместить в фокусе собирающей линзы, а дифракционную картину исследовать в фокальной плоскости второй собирающей линзы, установленной за препятствием (рисунок 3.6, а, б).

На препятствии находится щель шириной a и длиной l ($l \gg a$). Волна падает на щель нормально. Выберем произвольное направление φ на экран. Разность хода двух лучей от краев щели $\Delta = FN = a \sin \varphi$.

Разобьем волновую поверхность в щели на зоны Френеля. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$. Количество зон определяется

углом φ и равно $m = \frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda}$.

Ширина зон одинакова – значит, амплитуды волн от каждой зоны одинаковы.

Волны соседних зон гасят друг друга.

Если число зон Френеля четное $m = 2k$, то в точке B будет дифракционный минимум:

$$a \sin \varphi = \pm 2k\lambda/2, \quad (3.5)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ любое число натурального ряда.

Если число зон Френеля нечетное $m = 2k + 1$, то в точке D будет дифракционный максимум:

$$a \sin \varphi = \pm (2k+1) \lambda/2, \quad (3.6)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$

В прямом направлении щель действует как одна зона Френеля, в точке O всегда наблюдается центральный дифракционный максимум нулевого порядка.

Распределение интенсивности волн на экране, получаемое вследствие дифракции (**дифракционный спектр**), приведено на рисунке 3.6, б. В центре всегда центральный дифракционный максимум. Вправо и влево – чередование минимумов и максимумов первого, второго и т. д. порядков. Интенсивности центрального и последующих максимумов относятся как $1/0,047/0,017/0,0083\dots$. Такая дифракционная картина имеет место только для монохроматического света.

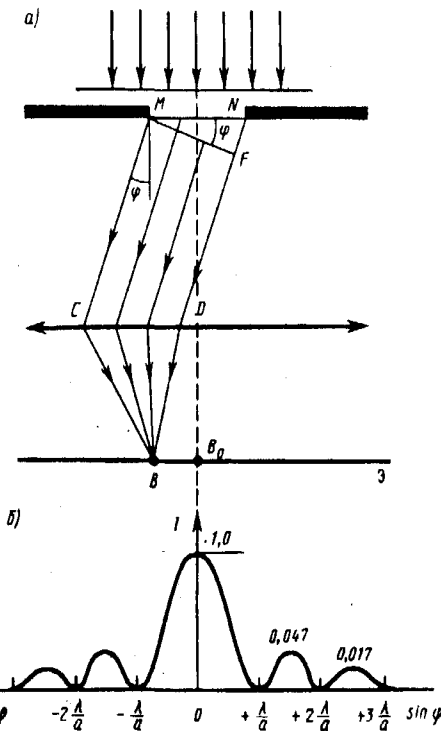


Рисунок 3.6

Количество минимумов интенсивности определяется шириной щели a и длиной волны из формулы (3.5): $\sin \varphi = \pm \frac{k\lambda}{a}$.

Т.к. $|\sin \varphi| \leq 1$, то $k \leq \frac{a}{\lambda}$.

Сужение щели приводит к расплыванию и снижению центрального максимума, расширение – к его сужению и увеличению. В белом свете – центральный максимум наблюдается в виде белой полосы, остальные – радужно окрашены.

3.6 Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Дифракционная решетка – система параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине промежутками. В современных приборах число штрихов достигает 1700 на 1 мм.

Постоянная решетки (период решетки) $d = a + b$, где a – ширина щели, b – ширина непрозрачного промежутка между щелями (рисунок 3.7). Дифракционная картина на решетке определяется d как результат интерференции световых волн,

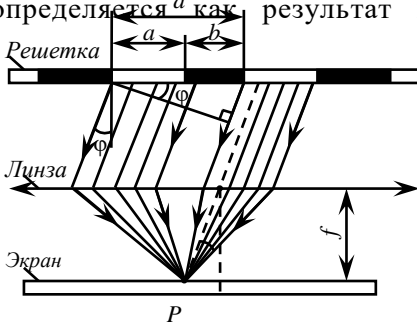


Рисунок 3.7

идущих от всех щелей – в дифракционной решетке реализуется многолучевая интерференция когерентных пучков света.

Если лучи от аналогичных точек различных щелей приходят в рассматриваемую точку в одной фазе, то будет максимум, если в противоположных – минимум. Причем разность хода будет определяться $\Delta = d \sin \varphi$.

Это справедливо и для результирующей волны.

Условия максимумов и минимумов интенсивности волн (для двух щелей), если волны приходят в одной фазе, то:

1) **главных минимумов.** Если в данной точке (в данном направлении) наблюдался минимум от одной щели, то он будет и от всех щелей. Интенсивности волн от разных щелей равны нулю.

$$a \sin \varphi = \pm 2k\lambda/2 \quad k = 1, 2, 3, \dots; \quad (3.7)$$

2) **главных максимумов.** Они возникают вследствие интерференции лучей от различных щелей в тех направлениях, в которых волны не нулевой интенсивности от разных щелей пришли в одной фазе $\Delta = \pm \lambda; \pm 2\lambda; \dots$. Т. к. для лучей от различных щелей $\Delta = d \sin \varphi$

$$d \sin \varphi = \pm 2k\lambda/2 \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots; \quad (3.8)$$

3) **дополнительных минимумов.** Они возникают вследствие интерференции волн не нулевой интенсивности от различных щелей в направлениях, когда $\Delta = \pm \lambda/2; \pm 3\lambda/2$ и т. д. Т. к. для лучей от различных щелей $\Delta = d \sin \varphi$

$$d \sin \varphi = \pm(2k+1) \lambda/2 \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.9)$$

Число дополнительных минимумов определяется количеством щелей в решетке. Если имеем две щели, то будет один дополнительный минимум. Если решетка имеет N штрихов – то между двумя главными максимумами располагается $N-1$ дополнительных минимумов и условие дополнительных минимумов – $d \sin \varphi = \pm m' \lambda/N$, где m' – все целочисленные значения кроме $0, N, 2N, \dots$. Поскольку $\sin \varphi$ не может быть больше 1, то число главных максимумов $m = d/\lambda$.

3.7 Дифракция на пространственной решетке

До сих пор мы рассматривали дифракцию на одномерной решетке (штрихи нанесены перпендикулярно некоторой прямой линии). Дифракция может возникнуть также на двумерной (штрихи нанесены во взаимно перпендикулярных направлениях

в одной и той же плоскости) и трехмерной (пространственной) решетках. Кристаллические тела – естественные пространственные решетки, в них элементы структуры имеют геометрически правильное и периодически повторяемое расположение – кристаллическую решетку с определенной постоянной решетки d , соизмеримой с длиной волны электромагнитного излучения. Но для большинства кристаллов $d \sim 10^{-10}$ и, следовательно, они непригодны для наблюдения дифракции в видимом свете ($\lambda = 4 \dots 7 \cdot 10^{-7}$ м). Для наблюдения дифракции на кристаллах используют рентгеновские лучи с длиной волны $\lambda = 10^{-8} \dots 10^{-12}$ м.

Метод расчета дифракции от пространственной решетки предложили в 1913 г. русский физик Г. В. Вульф и независимо от него английские физики Г. Брэгг и его сын Л. Брэгг.

В их методе расчета дифракционной картины дифракция рентгеновских лучей рассматривается как результат интерференции отраженных лучей от параллельных кристаллографических плоскостей (плоскостей, в которых лежат узлы кристаллической решетки) (рисунок 3.8).

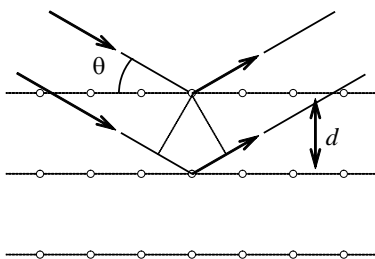


Рисунок 3.8

Условия максимумов для пространственной решетки определены формулой Вульфа – Бреггов:

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.10),$$

где θ – угол скольжения, под которым падает пучок параллельных рентгеновских лучей.

Максимумы возникают при определенных для данного кристалла значениях d и θ . Этот метод расчета используется в **рентгеноструктурном анализе** – наблюдая дифракцию рентгеновских лучей известной длины волны на кристаллической структуре неизвестного строения и измеряя порядки максимумов m и углы θ , под которыми они видны, можно найти межплоскостное расстояние (d) кристалла, т. е. определить структуру вещества.

Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей неизвестной длины волны на кристаллической структуре при известном d и измеряя θ и m , можно найти длину волны падающего рентгеновского излучения. Этот метод лежит в основе **рентгеновской спектроскопии**.

Формула Вульфа – Брэггов справедлива и при дифракции электронов и нейтронов.

3.8 Разрешающая способность

В каждом оптическом приборе (и в глазу) на краях диафрагм, оправ и т. д. происходит дифракция света. Изображение светящейся точки следует рассматривать как дифракционную картину – основная часть светового потока (85 %) приходится на центральный максимум, далее чередуются темные и светлые кольца.

Интерференционные картины от разных точек предмета перекрываются, и изображение смазывается, поэтому прибор не выделяет отдельные детали предмета. **Дифракция устанавливает предел разрешающей способности любого оптического прибора.**

Критерий Рэля: изображения двух близлежащих точек будут различимы, если середина центрального максимума дифракционной картины (линии) одного источника совпадает с первым минимумом дифракционной картины другого (рисунок 3.9).

Если критерий Рэля нарушен, то наблюдается одна линия.

Разрешающая способность объектива – величина $R = \frac{1}{\Delta\psi}$,

где $\Delta\psi$ – угловое расстояние между двумя точками, на котором они еще различаются.

Установлено, что для объектива

$$R = \frac{D}{1,22\lambda}, \text{ где } D - \text{ диаметр объектива.}$$

Разрешающая способность спектрального прибора определена

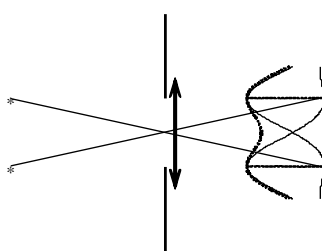


Рисунок 3.9

формулой $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$, где $\delta\lambda$ – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии регистрируются отдельно.

Разрешающая способность дифракционной решетки $R = mN$, где m – порядок спектра, N – число штрихов в решетке.

Таким образом, разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна порядку m спектра и числу N щелей, т. е. увеличивается при переходе к большим значениям порядка.

Дифракция света может происходить также в так называемых **мутных средах** – средах с явно выраженными оптическими неоднородностями. К мутным средам относятся аэрозоли (облака, дым, туман), эмульсия, коллоидные растворы и т. д., т. е. такие среды, в которых взвешено множество очень мелких частиц

и чужеродных веществ. Свет, проходя через мутную среду, дифрагирует от беспорядочно расположенных микрон неоднородностей, давая равномерное распределение интенсивностей по всем направлениям, не создавая какой-либо определенной дифракционной картины. Происходит так называемое **рассеяние света** в узкий пучок солнечных лучей, проходя через запыленный воздух, рассеивается на пылинках и тем самым становится видимым. Так же видимы солнечные лучи в пасмурную погоду в разрывах облаков.

Рассеяние света (как правило, слабое) наблюдается также и в *чистых средах*, не содержащих посторонних частиц. Л. И. Мандельштам объяснил рассеяние света в средах нарушением их оптической однородности, при котором показатель преломления среды не постоянен, а меняется от точки к точке. В дальнейшем польский физик М. Смолуховский (1872–1917) указал, что причиной рассеяния света могут быть также флуктуации плотности, возникающие в процессе хаотического (теплого) движения молекул среды. Рассеяние света в чистых средах, обусловленное флуктуациями плотности, анизотропии или концентрации, называется **молекулярным рассеянием**.

Молекулярным рассеянием объясняется, например, голубой цвет неба. Согласно закону Д. Рэлея, интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны ($I \sim \lambda^{-4}$), поэтому голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем желтые и красные, обуславливая тем самым голубой цвет неба.

По этой же причине свет, прошедший через толщу атмосферы, оказывается обогащенным более длинноволновой частью спектра (сине-фиолетовая часть спектра полностью рассеивается) и поэтому при закате и восходе Солнце кажется красным. Флуктуации плотности и интенсивность рассеяния света возрастают с увеличением температуры. Поэтому в ясный летний день цвет неба является более насыщенным.

Контрольные вопросы:

- 1 Дифракция. Принцип Гюйгенса-Френеля.
- 2 Метод зон Френеля.
- 3 Прямолинейное распространение света.
- 4 Дифракция Френеля на круглом отверстии и на диске.
- 5 Дифракция Фраунгофера на одной щели.
- 6 Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке.
- 7 Дифракция на пространственной решетке.
- 8 Разрешающая способность оптических приборов.
- 9 Рассеяние света.

4 Взаимодействие света с веществом

К явлениям, в которых происходит взаимодействие света с веществом, относят дисперсию света, поглощение света, эффект Доплера, излучение Вавилова – Черенкова. Эти явления могут быть объяснены волновой природой света.

Прохождение света через вещество ведет к возникновению колебаний электронов среды под действием электромагнитного поля и сопровождается потерей части энергии волны, которая переходит частично в энергию вторичного излучения, частично в другие виды энергии (внутреннюю энергию вещества).

4.1 Дисперсия света

Дисперсия света – это совокупность явлений, обусловленных зависимостью абсолютного показателя преломления вещества от частоты или длины волны света, распространяющегося в веществе: $n = f(\lambda)$.

Один из самых наглядных примеров дисперсии (рисунок 4.1) – разложение белого света при прохождении его через призму (опыт Ньютона). Сущность этого явления в том, что на границе раздела двух сред лучи с различной длиной волны преломляются по-разному. т. е. при заданном числе щелей увеличивается при переходе к большим значениям порядка m интерференции.



Рисунок 4.1

Причиной явления дисперсии является неодинаковая скорость распространения лучей света с различной длиной волны в прозрачном веществе – оптической среде (тогда как в вакууме скорость света всегда одинакова, независимо от длины волны и, следовательно, цвета). Обычно чем больше частота волны, тем больше показатель преломления среды и меньше ее скорость света в ней:

- у красного цвета максимальная скорость в среде и минимальная степень преломления,
- у фиолетового цвета минимальная скорость света в среде и максимальная степень преломления.

Количественно под дисперсией D понимают производную $D = dn/d\lambda$ – эту величину называют еще **дисперсией вещества**.

В зависимости от знака D различают нормальную и аномальную дисперсии.

Нормальная дисперсия – с увеличением λ показатель преломления n уменьшается, уменьшается модуль $dn/d\lambda$, дисперсия вещества – отрицательная. Наблюдается для всех прозрачных веществ.

Аномальная дисперсия – с увеличением λ на некотором участке кривой показатель преломления n увеличивается,

положительна $dn/d\lambda$. Наблюдается у веществ, поглощающих волны какой-то длины, вблизи области поглощения.

4.2 Поглощение света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление уменьшения интенсивности световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии.

Поглощение света в веществе описывается законом Бугера:

$$I = I_0 e^{-\alpha x},$$

где I_0 и I – интенсивности плоской монохроматической световой волны на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , α – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества и не зависящий от интенсивности света. При $x = 1/\alpha$ интенсивность света I по сравнению с I_0 уменьшается в e раз.

Коэффициент поглощения зависит от длины волны λ и для различных веществ различен.

Например, одноатомные газы и пары металлов (т.е. вещества, в которых атомы расположены на значительных расстояниях друг от друга и их можно считать изолированными) обладают близким к нулю коэффициентом поглощения и лишь для очень узких спектральных областей (примерно 10^{-12} – 10^{-11} м) наблюдаются резкие максимумы поглощения (так называемый **линейчатый спектр поглощения**) (рисунок 4.2).

Эти линии соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах.

Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в молекулах, характеризуется **полосами поглощения** (примерно 10^{-

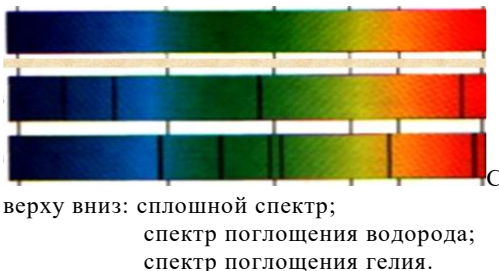


Рисунок 4.2

10^{-10} – 10^{-7} м)

Коэффициент поглощения для диэлектриков невелик (примерно 10^{-3} – 10^{-5} см⁻¹), однако у них наблюдается селективное поглощение света в определенных интервалах длин волн, когда α резко возрастает, и наблюдаются сравнительно широкие полосы поглощения, т.е. диэлектрики имеют **сплошной спектр поглощения**. Это связано с тем, что в диэлектриках нет свободных электронов и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомов в молекулах диэлектрика.

Коэффициент поглощения для **металлов** имеет большие значения (примерно 10^3 – 10^5 см⁻¹) и поэтому металлы являются непрозрачными для света. В металлах из-за наличия свободных электронов, движущихся под действием электрического поля световой волны, возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением джоулевой теплоты. Энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла. Чем выше проводимость металла, тем сильнее в нем поглощение света.

На рисунке 4.3 представлены типичная зависимость коэффициента поглощения α от длины волны света λ и зависимость показателя преломления n от λ в области полосы поглощения. Из рисунка следует, что вблизи полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия (n убывает с уменьшением λ).

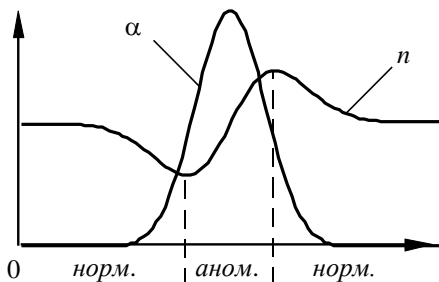


Рисунок 4.3

Зависимость коэффициента поглощения от длины волны объясняется окрашенностью поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые и синие, при освещении белым светом будет

казаться красным. Если на такое стекло направить зеленый и

синий свет, то из-за сильного поглощения света этих длин волн стекло будет казаться черным. Это явление используется для изготовления **светофильтров**, которые в зависимости от химического состава (стекла с присадками различных солей, пленки из пластмасс, содержащие красители, растворы красителей и т. д.) пропускают свет только определенных длин волн, поглощая остальные. Светофильтры широко используются в фотографии.

Разнообразие пределов селективного (избирательного) поглощения у различных веществ объясняет разнообразие и богатство цветов и красок, наблюдающееся в окружающем мире.

Явление поглощения широко используется в **абсорбционном спектральном анализе** смеси газов, основанном на измерениях спектров частот и интенсивностей линий (полос) поглощения. Структура спектров поглощения определяется составом и строением молекул, поэтому изучение спектров поглощения является одним из основных методов количественного и качественного исследования веществ.

4.3 Эффект Доплера

Эффектом Доплера называется изменение частоты колебаний, воспринимаемых приемником при движении источника этих колебаний и приемника относительно друг друга.

Эффект Доплера для света. Эффект Доплера наблюдается и для световых волн. Только в этом случае не обязательно наличие среды распространения, не важно, что движется, здесь важна только относительная скорость приемника и источника излучения электромагнитных волн.

Из теории относительности и преобразований Лоренца следует:

$$v = v_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \theta},$$

где ν_0 – частота испускаемой волны; ν – частота принимаемой волны; θ – угол между вектором скорости источника (приемника) \vec{v} и направлением между источником и приемником; $\beta = \frac{v}{c}$;

\vec{v} – скорость источника (приемника) волны; c – скорость света в вакууме.

Если $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$ – наблюдается **продольный эффект Доплера**, тогда

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1-\beta}}{\sqrt{1+\beta}}.$$

После разложения этого выражения в ряд Тейлора и пренебрежения малыми членами порядка β^2 получим

$$\nu = \nu_0(1-\beta).$$

Из формулы следует:

1) $\nu \sim \beta$ (чем выше ν , тем больше β , следовательно, тем меньше разность $1 - \beta$, тем выше разность $\nu - \nu_0$. При малых скоростях источника (приемника) $\nu \rightarrow \nu_0$);

2) при удалении источника и приемника их относительная скорость $v > 0$ тогда $\nu < \nu_0$ и $\lambda > \lambda_0$ – наблюдаем **красное смещение** длин волн (в область более длинных волн);

3) при сближении источника и приемника $v < 0$ тогда $\nu > \nu_0$ и $\lambda < \lambda_0$ – наблюдаем **фиолетовое смещение** (в сторону коротких волн);

Если $\theta = \pi/2$, $\cos \theta = 0$ – наблюдаем **поперечный эффект Доплера**, тогда

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1-\beta^2}.$$

В формулу входит β^2 – величина второго порядка малости. Следовательно, поперечный эффект Доплера является эффектом второго порядка малости, его гораздо труднее обнаружить, чем продольный. Поперечный эффект Доплера имеет особое значение как чисто релятивистский эффект, который при малых скоростях (в акустике) не наблюдается.

Применение эффекта Доплера:

– в астрономии – по смещению линий спектра определяют скорость движения звёзд, по увеличению ширины линий спектра определяют температуру звезд;

– в радиолокации – для определения скорости автомобилей для управления воздушным движением и в противовоздушной обороне, для наблюдения за погодой;

– в медицине, особенно в акушерстве и диагностики показателей кровотока;

– в радиотехнике.

4.4 Излучение Вавилова – Черенкова

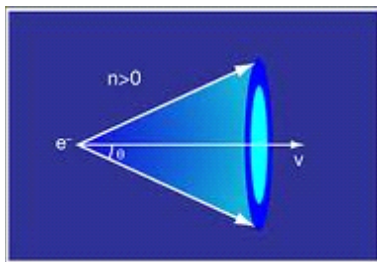
При движении релятивистских заряженных частиц в среде с постоянной скоростью v , превышающей фазовую скорость света в этой среде, т. е. при условии $v > c/n$ (n – показатель преломления среды), возникает электромагнитное излучение, названное впоследствии излучением (эффектом) Вавилова – Черенкова.

Особенностью излучения Вавилова – Черенкова является его распространение не по всем направлениям, а лишь по направлениям, составляющим острый угол θ с траекторией частицы

(рисунок 4.4), т. е. вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением скорости частицы, причем угол θ определяется отношением:

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}.$$

На основе излучения Вавилова – Черенкова разработаны широко используемые экспериментальные методы для регистрации частиц высоких энергий и определения их свойств (направление движения, величина и знак заряда, энергия). Счетчики для регистрации заряженных частиц, в которых используется излучение Вавилова – Черенкова, получили название



черенковских счетчиков. В этих счетчиках частица регистрируется практически мгновенно (при движении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, возникает световая вспышка, преобразуемая с помощью фотоэлектронного умножителя в импульс тока).

Контрольные вопросы

- 1 Дисперсия света.
- 2 Электронная теория дисперсии.
- 3 Поглощение света веществом.
- 4 Эффект Доплера.
- 5 Эффект Вавилова – Черенкова.

5 ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

1.1 Естественный и поляризованный свет

Свет в данном разделе курса физики рассматривается как электромагнитная волна. Световая волна является поперечной. Векторы напряженностей электрического и магнитного полей \vec{E} и \vec{H} колеблются во взаимоперпендикулярных плоскостях и перпендикулярно вектору скорости распространения волн. Для описания явления поляризации достаточно рассмотрения изменения только вектора \vec{E} (светового вектора) – имеющего основное значение при световых ощущениях и воздействии света на вещество.

Световая волна – это суммарное электромагнитное излучение множества независимых атомов тела и представляет наложение множества волн. Поэтому она характеризуется всевозможными равновероятными направлениями колебаний вектора \vec{E} , нет какого-то преимущественного направления колебаний этого вектора(рисунок 5.1).

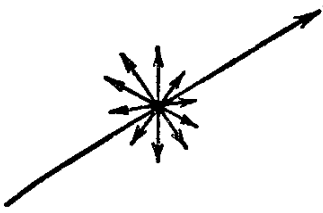


Рисунок 5.1

Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора \vec{E} называется **естественным**.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора \vec{E} каким-либо образом упорядочены, называется **поляризованным**.

Поляризованный свет можно получить из естественного, например, с помощью поляризаторов – они свободно пропускают колебания светового вектора одного направления и задерживают колебания других направлений. Появляется преимущественное направление колебаний вектора \vec{E} .

Плоскополяризованный свет – в такой волне вектор \vec{E} колеблется только в одной плоскости (рисунок 5.2).

Плоскость, проходящую через направление колебания вектора напряженности электрического поля \vec{E} и направление перемещения плоско поляризованной волны будем называть **плоскостью поляризации**.

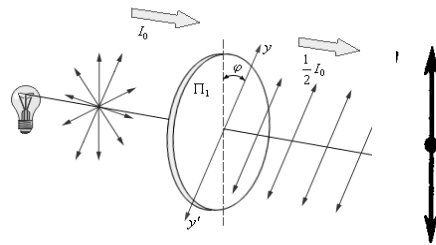


Рисунок 5.2

Поляризованный свет бывает поляризован полностью, бывает частично. Такой свет получается, когда поляризатор не полностью задерживает лучи «неразрешенного» направления. Для расчетов частично поляризованный свет удобно представить как смесь полностью поляризованного света и естественного.

Степень поляризации – физическая величина, равная

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5.1)$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности поляризованного света в различных направлениях колебания светового вектора.

Эллиптически поляризованный свет – в эллиптически-поляризованной волне в любой плоскости P , перпендикулярной направлению распространения волны, конец вектора E за один период колебания обегает эллипс, который называется **эллипсом поляризации**.

Циркулярно поляризованный (поляризованный по кругу) свет – конец вектора E описывает окружность, лежащую в

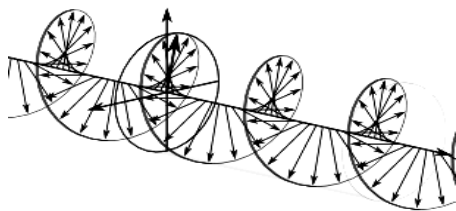


Рисунок 5.2

плоскости, перпендикулярной лучу. Циркулярно поляризованную волну можно представить следующим образом: если на поверхности *прямого* цилиндра провести винтовую линию (рисунок 5.2), то в каждой точке луча

начало векторов E будет находиться на оси цилиндра, а конец – на винтовой линии. В зависимости от направления вращения вектора E различают **правую и левую** эллиптическую и циркулярную поляризацию. Векторы \vec{E} в любой точке луча перпендикулярны оси цилиндра.

К эллиптически и циркулярно поляризованному свету понятие степени поляризации не применимо (он считается полностью поляризованным).

Естественный свет преобразуется в поляризованный с помощью **поляризаторов**. Эти устройства свободно пропускают колебания, параллельные плоскости, которая называется **плоскостью поляризатора**, и полностью или частично задерживают колебания, перпендикулярные этой плоскости. В качестве поляризаторов используются среды, анизотропные колебаниям вектора \vec{E} , например, кристаллы. Из природных кристаллов особенно широко используется турмалин.

5.2 Закон Малюса

Рассмотрим прохождение света через два поляризатора – например, кристалла турмалина. Пластины турмалина расположим так, чтобы их оптические оси были перпендикулярны направлению распространения света OO'

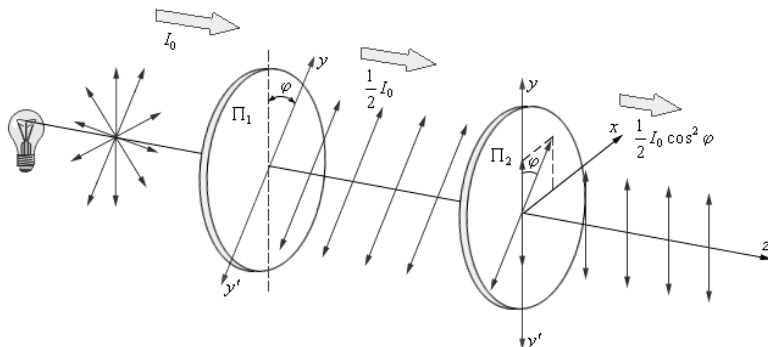


Рисунок 5.3

(рисунок 5.3). Первый поляризатор пропускает колебания только одного направления, совпадающего с плоскостью поляризатора. Интенсивность прошедших колебаний $I_0 = 1/2 I_{\text{ест}}$. Вращая первую пластину, никаких изменений интенсивности прошедшего луча не получим, т. к. в естественном свете всегда найдется направление колебаний вектора \vec{E} , совпадающее с плоскостью поляризатора.

На вторую пластину падает уже плоскополяризованный луч интенсивностью I_0 . Колебание вектора \vec{E} с амплитудой A_0 совершается в плоскости, образующей с плоскостью поляризатора угол φ . Это колебание разложим на два колебания (рисунок 5.4) с амплитудами $A_{\parallel} = A_0 \cos \varphi$ (в плоскости поляризатора) и $A_{\perp} = A_0 \sin \varphi$.

Волна с амплитудой A_{\parallel} пройдет через поляризатор, а с амплитудой A_{\perp} не пройдет. Поскольку интенсивность падающей на поляризатор волны пропорциональна квадрату амплитуды A_0 ($I_0 \sim A^2$), то интенсивность I прошедшей через поляризатор волны будет пропорциональна квадрату A_{\parallel} . Таким образом, интенсивность I прошедшей через поляризатор волны будет (это и есть **закон Малюса**)

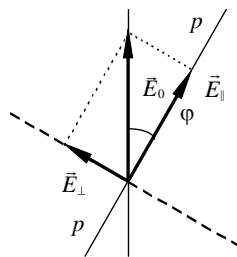


Рисунок 5.4

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (5.2)$$

где φ – угол между оптическими осями первой и второй пластины (или угол между плоскостью колебаний поляризованного луча и оптической осью второй пластины).

При $\varphi = 0 \rightarrow I = I_0$; при $\varphi = \pi/2 \rightarrow I = 0$.

Интенсивность света через две пластины $I = 1/2 I_{\text{ест}} \cos^2 \varphi$.

С помощью анализатора можно определить, является ли свет естественным или поляризованным.

5.3 Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков

Имеем два диэлектрика. Из первого на границу раздела падает луч, причем угол падения не равен нулю (рисунок 5.5). Часть его отражается, часть преломляется. Анализатор показывает, что оба луча являются частично поляризованными, причем в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения, а преломленном – параллельные ей.

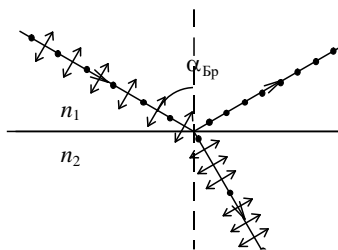


Рисунок 5.5

Степень поляризации зависит от угла падения и показателей преломления диэлектриков. При угле падения, определяемого соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = n_{21}, \quad (5.3)$$

отраженный луч является полностью плоскополяризованным, а преломленный – максимально (но не полностью) поляризованным. Этот угол называется **углом Брюстера** (шотл.), а соотношение (5.3) – **законом Брюстера**. При угле Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

Степень поляризации преломленного света может быть повышена многократным преломлением: если для стекла $P \approx 15\%$ после одного преломления, то после преломления в 8–10 пластинках, наложенных друг на друга $P \approx 90\text{--}98\%$. Такая совокупность пластин называется **стопой**.

5.4 Двойное лучепреломление

Двойное лучепреломление – это эффект расщепления в анизотропных средах луча света на две составляющие. Все прозрачные кристаллы (за исключением кристаллов кубической системы), оптически анизотропные, обладают способностью **двойного лучепреломления**.

Пример: Если на кристалл исландского шпата (разновидность углекислого кальция CaCO_3) направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рисунок 5.6).

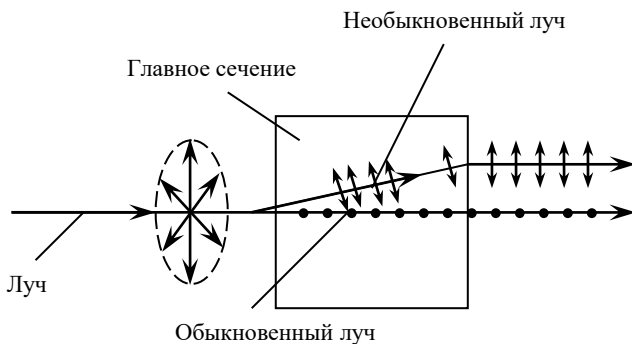


Рисунок 5.6

Двойное лучепреломление не происходит в тех же кристаллах в определенном направлении, которое получило название **оптической оси кристалла**. Оптическая ось – это не прямая, это направление, совокупность одинаково направленных прямых.

Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, также является оптической осью кристалла. Кристаллы могут иметь одну оптическую ось (одноосные) или две оптические оси (двуосные).

Любая плоскость, проходящая через оптическую ось, называется **главной плоскостью (главным сечением) кристалла**. Обычно за главную плоскость принимают плоскость, проходящую через направление луча и оптическую ось кристалла.

Расположим кристалл так, чтобы оптическая ось была перпендикулярна направлению распространения луча, тогда главное сечение будет в плоскости листа.

При двойном лучепреломлении падающий на кристалл луч разделяется на два луча (даже при нормальном падении). Первый получил название **обыкновенного** луча (его принято обозначать буквой *o*), он подчиняется закону преломления – лежит с падающим и нормалью в одной плоскости и для него отношение $\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}$ – показатель преломления, есть величина

постоянная. При нормальном падении обыкновенный луч является продолжением падающего. Второй получил название **необыкновенного** (обозначается *e*) – он не подчиняется закону преломления – в общем случае он не лежит с падающим и нормалью в одной плоскости и отношение $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$ является

переменной величиной – зависит от угла падения. При нормальном падении необыкновенный луч отклоняется.

Это справедливо для одноосного кристалла. У двуосных кристаллов (слюда, гипс) **оба луча необыкновенные**. В дальнейшем ограничимся рассмотрением только одноосных кристаллов.

Было установлено, что оба луча полностью плоскополяризованы – обыкновенный луч в направлении, перпендикулярном главному сечению, необыкновенный луч – в главном сечении.

Различие в скоростях распространения обыкновенного и необыкновенного лучей для всех направлений, кроме направления оптической оси, и обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

5.5 Поляризационные призмы и поляроиды

Для получения поляризованного света, наряду с анизотропными кристаллами, используют призмы и поляроиды.

Призмы подразделяют на поляризационные и двоякопреломляющие.

Поляризационные призмы дают **один** плоскополяризованный луч. Второй (обыкновенный) полностью отражается от границы раздела.

Пример: призма Николя (николь) представляет собой двойную призму из исландского шпата (рисунок 5.7), вырезанную определенным образом и склеенную канадским бальзамом ($n = 1,55$).

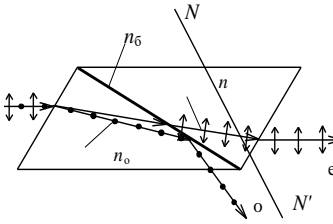


Рисунок 5.7

Угол между входящей гранью и оптической осью равен 48° .

На передней грани падающий луч раздваивается на 2 луча – обыкновенный ($n_o = 1,66$) и необыкновенный ($n_e = 1,51$). Угол падения подбирается таким образом, что обыкновенный луч испытывает от грани BD полное внутреннее отражение и поглощается зачерненной гранью AD . Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему, незначительно отклоняясь. Таким образом, призма Николя преобразует естественный свет в плоскополяризованный с плоскостью колебаний вектора \vec{E} в главной плоскости призмы.

Двойкопреломляющие призмы. Дают на выходе два луча, перпендикулярно поляризованных. Они используют различие в показателях преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы развести их как можно дальше.

Это двойные призмы типа исландский шпат + стекло, исландский шпат + исландский шпат со взаимно перпендикулярными оптическими осями.

Приведем в качестве примера схему призмы из стекла и исландского шпата (рисунок 5.8). Оптическая ось кристалла исландского шпата перпендикулярна плоскости чертежа.

Показатели преломления материалов призмы: для исландского

шпата $n_o = 1,659$, $n_e = 1,486$; для стекла $n = 1,49$. Обыкновенный луч преломляется в шпате два раза и сильно отклоняется.

Необыкновенный луч выходит из призмы практически без отклонения, так как показатель преломления стекла близок к n_e .

Дихроизм – зависимость степени поглощения света веществом от ориентации колебаний вектора \vec{E} .

Пример: турмалин, сложные боросиликаты переменного состава – сильное дихроичное вещество, сильно поглощает обыкновенный луч, практически не поглощает необыкновенный луч (при толщине 1 мм), герпатит – очень сильно поглощает обыкновенный луч (при толщине 0,1 мм).

Поляриды – поляризаторы, имеющие большую площадь при малой толщине, обладающие сильным дихроизмом. Обычно это прозрачная полимерная пленка с внедренными в нее ориентированными кристаллами герпатита. При толщине 0,1 мм она полностью поглощает обыкновенный луч. Преимущества – возможность изготовления больших поляризаторов, недостатки – меньшая прозрачность, высокая зависимость от длины волны λ .

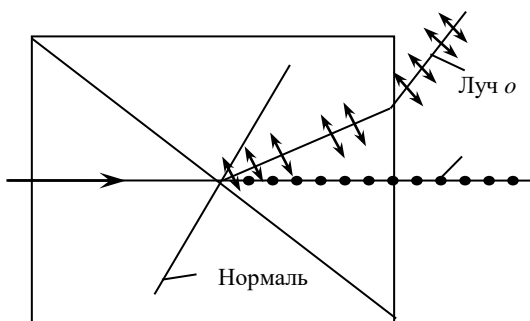


Рисунок 5.8

5.6 Искусственная оптическая анизотропия

Анизотропия – неодинаковость свойств среды (например, физических: упругости, электропроводности, теплопроводности, показателя преломления, скорости звука или света и др.) по различным направлениям внутри этой среды; в противоположность **изотропии**.

Искусственная оптическая анизотропия – сообщение изотропным веществам оптической анизотропии.

Способы осуществления искусственной оптической анизотропии:

- механические нагрузки – одностороннее сжатие или растяжение изотропных кристаллов, стекол;
- воздействие электрическим полем на газы, жидкости, аморфные твердые тела (эффект Керра);
- воздействие магнитным полем на жидкости, коллоиды, аморфные твердые тела.

Вещество под этими воздействиями приобретает оптические свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей:

Мерой искусственной оптической анизотропии является разность показателей преломления обыкновенного n_o и необыкновенного n_e лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси:

$$n_o - n_e = k_1 \sigma \quad \text{в случае деформации;}$$

$$n_o - n_e = k_2 E^2 \quad \text{в случае электрического поля;}$$

$$n_o - n_e = k_3 H^2 \quad \text{в случае магнитного поля, где } k_1, k_2, k_3 \text{ постоянные вещества.}$$

5.7 Эффект Керра

Эффект Керра – это эффект анизотропии газов, жидкостей, кристаллов под действием внешнего электрического поля.

На рисунке 5.10 показано устройство ячейки Керра, которая состоит из поляризатора П, анализатора А. Электроды «+» и «-» помещены в кювету с жидкостью (на рисунке не показана).

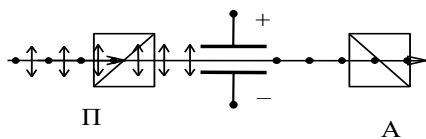


Рисунок 5.10

В отсутствие электрического поля между электродами положение поляризатора и анализатора подбирается так, чтобы свет через систему не проходил. При наложении электрического поля жидкость становится двоякопреломляющей. Свет меняет свою поляризацию, он проходит через анализатор, причем тем сильнее, чем выше напряженность поля E . Эффект Керра объясняется различной поляризуемостью молекул жидкости по

различным направлениям. В отсутствие поля молекулы ориентированы хаотическим образом, поэтому жидкость в целом не обнаруживает анизотропии. Под действием поля молекулы жидкости поворачиваются так, чтобы в направлении поля были ориентированы либо их дипольные электрические моменты (у полярных молекул), либо направления наибольшей поляризуемости (у неполярных молекул). В результате такой ориентации жидкость становится анизотропной. Ориентирующему действию поля противится тепловое движение молекул.

Это явление практически безинерционно, переход из изотропного в анизотропное состояние происходит в течение 10^{-10} с. Ячейка Керра является идеальным световым затвором, широко используется при звукозаписи и воспроизведении, скоростных фото- и видеосъемке, в оптических системах связи.

На искусственном двойном лучепреломлении основывается оптический метод исследования напряжений. Изготовленная из прозрачного изотропного материала (например, из целлулоида или плексигласа) модель какой-либо детали или конструкции помещается между скрещенными поляризаторами. Модель подвергается действию нагрузок, аналогичных тем, какие будет испытывать само изделие. Наблюдаемая при этом в проходящем белом свете картина позволяет определить распределение напряжений, а также судить об их величине.

5.8 Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества (сахар, водный сахарный раствор, кварц) способны вращать (поворачивать) плоскость поляризации. Такие вещества получили название оптически активных веществ.

Опыт аналогичен опыту Керра, только вместо ячейки Керра используется кювета с веществом. Положение поляризатора и анализатора подбираются так, чтобы свет через анализатор не проходил. Когда между ними устанавливаем кювету с оптически активным веществом – поле просветляется, что указывает на изменение положения плоскости поляризации.

Из опыта угол поворота плоскости поляризации: $\varphi = ad$ или $\varphi = \alpha_1 Cd$, где d – толщина оптически активного вещества, C –

концентрация раствора, α – удельное вращение (угол вращения для единичной толщины и/или единичной концентрации раствора).

В зависимости от направления вращения плоскости поляризации оптически активные вещества подразделяются на право- и левовращающие. Если смотреть навстречу лучу, то в правовращающих веществах плоскость поляризации будет поворачиваться по часовой стрелке, в левовращающих – против часовой стрелки.

Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и длины волны света.

Явление вращения плоскости поляризации лежит в основе метода определения концентрации растворов оптически активных веществ – **поляриметрии** или **сахарометрии**.

Магнитное вращение плоскости поляризации. Оптически неактивные вещества приобретают способность вращать плоскость поляризации под действием магнитного поля. Это явление было обнаружено Фарадеем (1846 г.) и поэтому называется эффектом Фарадея. Оно наблюдается только при распространении света вдоль направления магнитного поля. Для наблюдения эффекта Фарадея в полюсных наконечниках электромагнита просверливают отверстия, через которые пропускается луч света. Исследуемое вещество помещается между полюсами электромагнита. При включении поля наблюдалось вращение (поворот) плоскости поляризации.

Контрольные вопросы

- 1 Естественный и поляризованный свет.
- 2 Поляризация при прохождении через кристаллы. Закон Малюса.
- 3 Поляризация при отражении и преломлении. Закон Брюстера.
- 4 Двойное лучепреломление.
- 5 Поляризационные призмы и поляроиды.
- 6 Искусственная анизотропия.
- 7 Вращение плоскости поляризации.

6 КВАНТОВАЯ ПРИРОДА СВЕТА. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

6.1 Тепловое излучение

Излучение – процесс испускания и распространения энергии в виде волн и частиц.

В подавляющем большинстве случаев под излучением понимают электромагнитное излучение, которое в свою очередь можно разделить по источникам излучения на тепловое излучение, излучение Вавилова – Черенкова, люминесценцию и так далее. Однако к данному понятию также относятся, например, бета-излучение – излучение электронов или позитронов при бета-распаде; альфа-излучение – ионизирующее излучение, состоящее из альфа-частиц, а также волны другой природы, например, ультразвук.

Различают следующие виды электромагнитного излучения (световых волн):

- 1) тепловое излучение;
- 2) электролюминесценция – излучение при газовых разрядах;
- 3) хемилюминесценция – излучение при химических превращениях;
- 4) фотолюминесценция – излучение под действием другого излучения;
- 5) рентгеновское излучение;
- 6) γ -излучение;
- 7) излучение Вавилова – Черенкова.

Тепловое излучение – излучение электромагнитных волн нагретыми веществами.

Тепловое излучение – обычно равновесное, все другие виды излучения неравновесные.

Электромагнитное излучение тела, находящегося в состоянии термодинамического равновесия, называется тепловым (температурным) излучением.

Равновесие между излучением и веществом: состояние, при котором для любого интервала времени, любого участка поверхности и любого спектрального интервала количество энергии, излучаемое нагретым телом, равно количеству энергии, получаемой телом извне.

Тепловое излучение осуществляется за счет преобразования энергии теплового движения атомов и молекул в энергию излучения, все тела при $T > 0$ К начинают излучать электромагнитные волны.

Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, при низких температурах нагретыми телами излучаются длинные волны (инфракрасные), при более высоких температурах – короткие (видимые и ультрафиолетовые).

6.2 Основные характеристики теплового излучения

Излучательность (энергетическая светимость) – отношение энергии электромагнитного излучения, испускаемого с площади dS поверхности тела за время dt , к величинам dS и dt во всем диапазоне частот от 0 до ∞ .

$$R_s = \frac{dW}{dt dS}. \quad (6.1)$$

Физический смысл излучательности – это энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени с единицы площади поверхности тела во всем диапазоне частот.

Спектральная плотность излучательности (испускательная способность) – энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени с единицы площади поверхности тела в диапазоне частот $\nu - \nu + \Delta\nu$ или длин волн $\lambda - \lambda + \Delta\lambda$.

$$r_\nu = \frac{dW}{dt dS d\nu} \quad \text{или} \quad r_\lambda = \frac{dW}{dt dS d\lambda}, \quad (6.2)$$

причем $r_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} r_\nu$.

Связь излучательности с испускательной способностью

$$R_s = \int_0^\infty r_\nu d\nu = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda. \quad (6.3)$$

Поглощательная способность показывает, какая доля энергии, приносимой волной за единицу времени на единицу площади тела в интервале частот $\nu - \nu + \Delta\nu$ поглощается телом.

$$a_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{погл}}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{пад}}}. \quad (6.4)$$

Она зависит от температуры T (и от частоты ν , но интервал частот $\nu - \nu + \Delta\nu$ задан).

Тело называется **абсолютно черным**, если оно поглощает все падающие на него лучи при любой температуре и любой частоте электромагнитной волны.

Поглощательная способность абсолютно черного тела $a_{\nu,T}^* = 1$.

Абсолютно черных тел в природе нет, однако близки к этому сажа, платиновая чернь, черный бархат.

Идеальной моделью абсолютно черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием, внутренняя поверхность которой зачернена (рисунок 6.1). Луч света, попавший внутрь полости, испытывает многократные поглощения и отражения от стенок, интенсивность вышедшего света практически равна нулю. Размер отверстия должен быть меньше 0,1 диаметра полости.

Серое тело – поглощательная способность меньше единицы, но одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности $a_{\nu,T} < 1$.

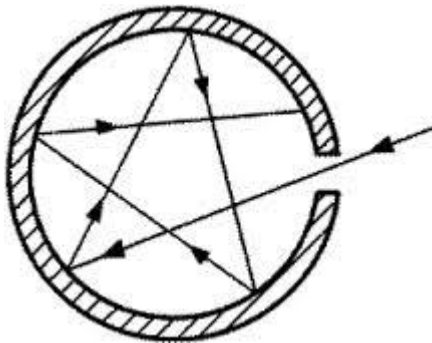


Рисунок 6.1

6.3 Законы теплового излучения

Закон Кирхгофа. Для всех тел отношение испускательной способности вещества к его поглощательной способности является универсальной функцией частоты и температуры (универсальная функция Кирхгофа). Она не зависит от строения тела и состояния его поверхности.

$$\frac{r_{\nu}}{a_{\nu}} = f(\nu, T) = r_{\nu}^* \quad (6.5)$$

Эта функция равна испускательной способности черного тела при этой температуре.

Сами величины r_ν и a_ν могут меняться при переходе от одного тела к другому, но их отношение одинаково.

Из закона Кирхгофа следует:

– испускательная способность любого вещества в любой области спектра всегда меньше испускательной способности черного тела при этой температуре;

– если тело не поглощает волны какой-либо частоты, то оно их и не излучает.

Закон Стефана – Больцмана. *Излучательность (энергетическая светимость) абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры.*

$$R_\nu^* = \sigma T^4, \quad (6.6)$$

где σ – постоянная Стефана – Больцмана, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К⁴).

Для серого тела $R_\nu^* = a\sigma T^4$, где a – его поглощательная способность (степень черноты).

Первый закон Вина. *Длина волны, соответствующая максимуму испускательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре.*

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (6.7)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К – первая постоянная Вина.

Этот закон называется законом смещения Вина – он показывает, что длина волны λ_m смещается в область более длинных волн при уменьшении температуры – объясняет, почему менее нагретые тела светят красным цветом, а более нагретые тела светят желтым цветом.

Второй закон Вина. *Максимальное значение испускательной способности черного тела пропорционально абсолютной температуре в пятой степени.*

$$r_{\nu,T}^{\max} = CT^5, \quad (6.8)$$

где $C = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³К⁵) – вторая постоянная Вина.

При большей температуре T тела испускают много сильнее.

Формула Рэля – Джинса. Рэлей и Джинс (англ.) применили к тепловому излучению методы статистической физики – классический закон равномерного распределения энергии по степеням свободы.

Формула Рэля – Джинса для испускательной способности имеет вид:

$$r_v^* = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \mathcal{E} \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad (6.9)$$

где ν – частота осциллятора (колеблющегося электрона), $\langle \mathcal{E} \rangle = kT$ – средняя его энергия (кинетическая и потенциальная).

Как показывает опыт, эта формула хорошо согласуется с экспериментом только в области низких частот и больших температур. В области больших частот расчетные данные значительно отличаются от эмпирических.

Таким образом, в рамках классической теории не удалось объяснить законы распределения энергии в спектре черного тела.

Формула Планка. Немецкий ученый Планк в 1900 г. предложил квантовую теорию электромагнитного излучения, согласно которой атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями – квантами. Причем энергия кванта пропорциональна частоте колебаний

$$\mathcal{E} = h\nu, \quad (6.10)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Тогда средняя энергия осциллятора

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (6.11)$$

На основании этого предположения Планк получил формулу для универсальной функции Кирхгофа

$$r_v^* = \frac{2\pi v^2}{c^2} \cdot \frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1}. \quad (6.12)$$

Из нее можно получить формулу Релея – Джинса, закон Стефана – Больцмана, закон смещения Вина.

Таким образом, формула Планка не только хорошо согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения.

6.4 Оптическая пирометрия

Оптическая пирометрия – оптические методы измерения температур, основанные на законах теплового излучения. Приборы для измерения температуры нагретых тел по интенсивности их теплового излучения в оптическом диапазоне спектра называются **пирометрами**.

В зависимости от того, какой закон при этом используется, измеряют радиационную, цветовую и яркостную температуры (не абсолютную температуру, а связанные величины).

Радиационная температура – температура абсолютно черного тела, при которой его излучательность равна излучательности исследуемого тела.

В данном случае регистрируется излучательность тела и по закону Стефана – Больцмана вычисляется его температура.

Для серых тел радиационная температура T_p всегда меньше истинной – берется соответствующая поправка.

Яркостная температура – температура абсолютно черного тела, при которой для определенной длины волны света испускательная способность абсолютно черного тела равна испускательной способности исследуемого тела.

Для серых тел яркостная температура T_y меньше истинной – берется соответствующая поправка.

Цветовая температура – температура абсолютно черного тела, при которой относительное распределение его испускательной способности и испускательной способности исследуемого тела максимально близки в видимой области спектра. В этом методе применим закон Вина. Для серых тел

цветовая температура совпадает с истинной. Таким образом определяется температура Солнца и звезд.

Тепловые источники света. К тепловым источникам света относятся все лампы накаливания, в том числе галогенные и зеркальные, а также дуговые лампы.

Сейчас в мире ежегодно производится более 4 миллиардов ламп накаливания примерно 5000 типоразмеров – значительно больше, чем всех газоразрядных источников света вместе взятых. Световая отдача осветительных ламп не превышает 15 лм/Вт при сроке службы 1000 часов, в то время как световая отдача последних разработок люминесцентных ламп превысила 100 лм/Вт при сроке службы 18000 часов. Энергетический КПД ламп накаливания не превышает 5 %.

Главными причинами широкого распространения ламп накаливания являются их относительная дешевизна и простота их включения. Для ламп накаливания не требуется использование какой-либо пускорегулирующей аппаратуры, как для всех без исключения газоразрядных ламп.

Другими важными достоинствами ламп накаливания являются: компактность, позволяющая легко управлять распределением светового потока в пространстве; мгновенное включение – номинальный световой поток ламп устанавливается сразу же после подачи на них напряжения; практическая независимость параметров от температуры окружающей среды; достаточно высокая надежность; устойчивость к внешним механическим воздействиям; сплошной спектр излучения, обеспечивающий хорошую цветопередачу.

Лучший материал для ламп накаливания – вольфрам, имеющий высокую тугоплавкость и селективность теплового излучения в видимой части спектра. Для повышения температуры вольфрамовой нити ее скручивают в спираль – при этом исключается теплообмен вследствие конвекции.

Контрольные вопросы

- 1 Характеристики теплового излучения.
- 2 Закон Кирхгофа.
- 3 Закон Стефана – Больцмана.
- 4 Первый и второй законы Вина.
- 5 Формула Рэлея – Джинса. Формула Планка.

7 ФОТОЭФФЕКТ

7.1 Виды фотоэффекта

Различают внешний, внутренний, вентильный фотоэффекты.

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием света. Внешний фотоэффект наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках и диэлектриках), в газах на отдельных атомах или молекулах.

Внутренний фотоэффект – переходы электронов внутри полупроводников и диэлектриков из связанного состояния в свободное под действием света. При этом повышается концентрация свободных носителей заряда, растет проводимость вещества.

Вентильный фотоэффект – возникновение ЭДС при освещении контакта двух разных полупроводников. Это прямое преобразование солнечной энергии в электрическую.

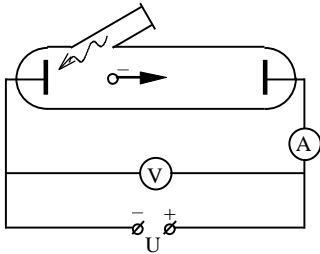


Рисунок 7.1

Внешний фотоэффект наблюдают на установке (установка Столетова), схема которой приведена на рисунке 7.1.

Вольт-амперная характеристика фотоэффекта – зависимость фототока I , образуемого потоком фотоэлектронов испускаемых катодом под действием света, от напряжения между электродами U (рисунок 7.2). Максимальное значение

тока $I_{\text{нас}}$ – **фототок насыщения** – определяется таким значением U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода. Крутизна кривой и значение фототока насыщения определяется интенсивностью светового потока. При $U = 0$ фототок не равен нулю, это указывает на то, что часть электронов обладает энергией, достаточной для достижения анода и без электрического поля. Для того, чтобы ток насыщения стал равен

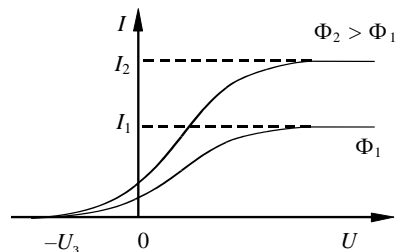


Рисунок 7.2

нулю, между электродами надо приложить **задерживающее напряжение**. При $U = U_3$ ни один электрон, с самой большой скоростью не может преодолеть задерживающее поле и достигнуть анода.

Величина задерживающего напряжения U_3 определяется из равенства:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_3, \quad (7.1)$$

где v_{\max} – максимальная скорость вылетающих электронов, m – масса электрона, e – заряд электрона.

Измерив задерживающее напряжение, можно определить максимальные скорость v_{\max} и кинетическую энергию T_{\max} электронов.

7.2 Законы фотоэффекта

Первый закон фотоэффекта – сила фототока насыщения пропорциональна световому потоку.

Второй закон фотоэффекта – максимальная скорость фотоэлектронов не зависит от интенсивности света, а определяется его частотой.

Третий закон фотоэффекта – для каждого вещества существует «красная граница» фотоэффекта, т. е. минимальная частота (максимальная длина волны) света, при которой при любой интенсивности света еще возможен фотоэффект.

Эти экспериментальные законы не укладываются в рамки классических представлений о природе света:

1) скорость электронов должна возрастать с увеличением светового потока – она не возрастает;

2) классическая физика не объясняет красную границу – по ее понятиям волна любой частоты достаточной интенсивности должна вызывать фотоэффект;

3) волновая теория не может объяснить безынерционность фотоэффекта.

Все законы фотоэффекта объясняются квантовой теорией **Эйнштейна**. Согласно этой теории свет не только *испускается* (как предполагал Планк), но и *поглощается* отдельными

порциями (квантами), энергия которых $\mathcal{E} = h\nu$. Эти кванты электромагнитного излучения получили название **фотонов**.

Согласно этой теории, электроном поглощался один квант, и он получал энергию $h\nu$. Часть этой энергии затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть вещество. Остаток энергии образует кинетическую энергию фотоэлектрона. Выполняется соотношение, которое получило название уравнение Эйнштейна.

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (7.2)$$

где A – работа выхода электрона, зависит от природы вещества и состояния его поверхности; $\frac{mv_{\max}^2}{2}$ – кинетическая энергия

вылетевшего электрона, которая определяется еще и положением атома в веществе – более удаленные от поверхности вещества электроны тратят часть энергии на случайные столкновения с другими атомами.

Теория и формула Эйнштейна позволяют объяснить фотоэффект.

1 Так как один электрон поглощает один фотон, то число вылетевших электронов определяется количеством фотонов, то есть интенсивностью светового потока. Хотя не все фотоны участвуют в фотоэффекте (сила фототока насыщения пропорциональна световому потоку).

2 Из формулы Эйнштейна следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона возрастает с увеличением частоты падающего света и не зависит от числа фотонов (поглощается один). Это второй закон фотоэффекта.

3 При достаточно малой частоте ν кинетическая энергия будет равна нулю. Тогда $\nu_0 = A/h$ – ниже этой частоты фотоэффект не возникает.

Теория и формула Эйнштейна для фотоэффекта полностью подтверждены опытом.

В рассмотренном фотоэффекте электрон получал энергию только одного фотона. Такой процесс назывался однофотонным. Если интенсивность света очень большая (лазерные пучки), то электрон может получить энергию нескольких фотонов – это

многофотонный процесс. Для такого процесса уравнение Эйнштейна примет вид:

$$Nh\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}.$$

При этом электрон может приобрести энергию, необходимую для выхода из вещества, даже под действием света с частотой, меньшей красной границы – порога однофотонного фотоэффекта. Красная граница фотоэффекта смещается в сторону длинных волн.

На явлении фотоэффекта основано действие фотоэлектронных приборов, получивших разнообразное применение в различных областях науки и техники.

7.3 Использование фотоэффекта

Вакуумные фотоэлементы.

Современный вакуумный фотоэлемент представляет собой внутреннюю поверхность которой с малой работой выхода (рисунк 7.3, а) фотоэлемента с реле позволяет конструировать различные «видящие» автоматы. Одним из них является автомат в метро. Он срабатывает (выдвигает перегородку) при пересечении светового пучка, если предварительно не пропущена карточка. Подобные автоматы могут предотвращать аварии. На заводе фотоэлемент почти мгновенно останавливает мощный пресс, если рука человека оказывается в опасной зоне. С помощью фотоэлементов воспроизводится звук, записанный на киноплёнке.

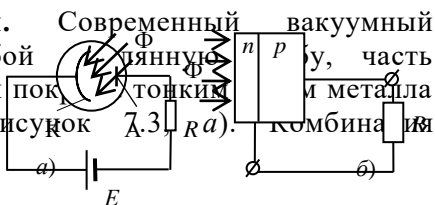


Рисунок 7.3

фотоэлемента с реле позволяет конструировать различные «видящие» автоматы. Одним из них является автомат в метро. Он срабатывает (выдвигает перегородку) при пересечении светового пучка, если предварительно не пропущена карточка. Подобные автоматы могут предотвращать аварии. На заводе фотоэлемент почти мгновенно останавливает мощный пресс, если рука человека оказывается в опасной зоне. С помощью фотоэлементов воспроизводится звук, записанный на киноплёнке.

Полупроводниковые фотоэлементы. Кроме рассмотренного в этом разделе фотоэффекта, называемого более полно внешним фотоэффектом, широко применяется и внутренний фотоэффект в полупроводниках. На этом явлении основано устройство фоторезисторов – приборов, сопротивление которых зависит от освещенности (рисунк 7.3, б).

Фотоэффект используется в *фотоэлектронных приборах*, получивших разнообразные применения в науке и технике.

На фотоэффекте основано превращение светового сигнала в электрический – солнечные батареи (рисунок 7.4). При



Рисунок 7.4

освещении области контакта различных полупроводников возникает фото-ЭДС, что позволяет преобразовывать световую энергию в электрическую.

Фотоэлементы с $p-n$ переходом создают ЭДС порядка 1–2 В. Их выходная мощность достигает сотен ватт при

коэффициенте полезного действия до 20 %.

Солнечные батареи бывают различного размера: от встраиваемых в микрокалькуляторы до занимающих крыши автомобилей и зданий. Широко используются для энергообеспечения зданий.

Фотоэлектронные умножители позволяют регистрировать очень слабое излучение, вплоть до отдельных квантов.

Анализ энергий и углов вылета фотоэлектронов позволяет исследовать поверхности материалов.

В 2004 году японские исследователи создали новый тип полупроводникового прибора – фотоконденсатор, неразрывно соединяющий в себе фотоэлектрический преобразователь и средство хранения энергии. В преобразовании света новый прибор оказался вдвое эффективнее простых кремниевых солнечных батарей.

7.4 Фотон. Энергия и импульс

Для объяснения законов теплового излучения следует принять, что свет *испускается* световыми порциями – **квантами**.

Для объяснения фотоэффекта следовало принять, что свет и *поглощается* квантами.

Эйнштейн предположил, что свет и **распространяется** квантами. Распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как **поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов**, движущихся со скоростью распространения света в вакууме. Это предположение было экспериментально подтверждено опытами Боте, Иоффе и Добронравова. Эти явления указывают на существование световых частиц – фотонов.

Фотон – *неделимая и ограниченная в пространстве и во времени порция света, соответствующая одному кванту энергии.*

Согласно квантовой теории энергия фотона $\mathcal{E}_\gamma = h\nu$.

Из фундаментального закона природы $m = E/c^2$, где E – полная энергия тела. Следовательно, масса фотона

$$m_\gamma = \frac{\mathcal{E}_\gamma}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}.$$

Из квантового соотношения $\mathcal{E}_\gamma = h\nu$ и из общих принципов теории относительности вытекает:

- 1) масса покоя фотона равна нулю;
- 2) фотон всегда, в любой среде движется со скоростью света.

Импульс фотона

$$p_\gamma = \frac{\mathcal{E}_\gamma}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Приведенные выражения связывают корпускулярные характеристики фотона – массу, импульс и энергию, с волновой характеристикой света – его частотой. Фотон обладает всеми свойствами частицы: массой, энергией и импульсом.

Фотон – это элементарная частица, которая в любой среде движется со скоростью света c и имеет массу покоя, равную нулю.

7.5 Давление света

Ранее мы говорили, что из теории Максвелла следует, что электромагнитные волны оказывают на тела давление, которое объясняли тем, что под действием электрического поля волны,

заряженные частицы вещества начинают упорядоченно двигаться и подвергаются со стороны магнитного поля волны действию сил Лоренца. Сейчас мы говорим, что свет – это поток частиц – фотонов, обладающих неким импульсом. Значит, при столкновении с поверхностью фотон передает ей импульс, т. е. оказывает на нее давление.

Давление света $p = w(1 + \rho) = \frac{E_2}{c}(1 + \rho)$, где $w = E_3/c$ – объемная

плотность энергии излучения, ρ – коэффициент отражения.

Опыты Лебедева. Существование светового давления было доказано опытами Лебедева. Схема установки показана на рисунке 7.5. Использовался легкий подвес на тонкой упругой нити, по краям которого закреплены легкие крылышки, одна поверхность которых зачернена, другая – зеркальная. Для исключения конвекции и радиометрического эффекта

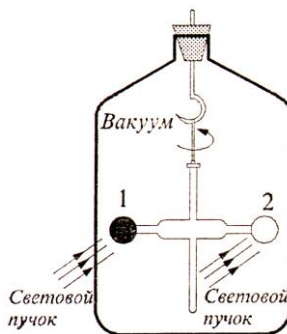


Рисунок 7.5

использовалась система зеркал, позволяющая направлять свет одновременно на обе поверхности крылышек. Подвес помещался в стеклянный баллон с максимально разреженной атмосферой.

Значения светового давления определялось по углу закручивания нити. Экспериментальные данные совпали с расчетными, оказалось, что давление света на зеркальную поверхность в два раза выше, чем на зачерненную.

7.6 Эффект Комптона

Эффект Комптона – явление изменения частоты (длины волны) рентгеновского излучения при его упругом рассеянии на свободных электронах вещества. Этот эффект не укладывается в рамки волновой теории, согласно которой длина волны при рассеивании изменяться не должна – электрон колеблется с частотой ЭМ поля и излучает волны той же частоты. Эффект Комптона не может наблюдаться для излучения в видимой части спектра, т.к. в этом случае энергия фотона мала, и сравнима с

энергией связи электрона с атомом, при этом даже внешний электрон нельзя считать свободным.

Эффект Комптона наблюдается не только на электронах, но и на других заряженных частицах, в частности протонах, однако из-за большой массы протона его отдача наблюдается лишь при рассеянии фотонов очень высоких энергий.

7.7 Корпускулярно-волновой дуализм

Рассмотренные ранее явления показывают, что в одних из них (интерференция, дифракция, поляризация) свет ведет себя как волна, в других (тепловое излучение, фотоэффект, эффект Комптона) – как поток частиц – фотонов, в третьих (давление света, преломление) свет проявляет себя одновременно и как волна, и как поток частиц.

Таким образом, электромагнитное излучение **проявляет единство**, казалось бы, взаимоисключающих свойств – непрерывных (волны) и дискретных (фотоны), которые взаимно дополняют друг друга. **В этом и состоит корпускулярно-волновой дуализм света.**

Уравнения $\mathcal{E}_\gamma = h\nu$ и $p_\gamma = h\nu/c$ связывают волновые свойства (частота и длина волны) с корпускулярными – энергия и импульс фотона.

Взаимосвязь между волновыми и корпускулярными свойствами света можно объяснить с помощью квантовой физики. Для примера рассмотрим освещенность какой-либо поверхности.

Согласно волновой оптике освещенность пропорциональна квадрату амплитуды световой волны. Согласно квантовой – освещенность пропорциональна плотности потока фотонов.

Таким образом, квадрат амплитуды световой волны определяет вероятность того, что фотон попадет в данную точку поверхности. Распределение фотонов по освещенной поверхности должно иметь статистический характер. Это было доказано Вавиловым для очень слабых световых потоков. Была обнаружена флуктуация светового потока, носившая выраженный статистический характер. Для плотных световых потоков такую флуктуацию обнаружить очень трудно.

Контрольные вопросы

- 1 Виды фотоэффекта. Основные законы внешнего фотоэффекта.
2. Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
- 3 Свойства световых квантов. Давление света. Опыты Лебедева.
- 4 Эффект Комптона.
- 5 Дуализм свойств света.

Список литературы

- 1 **Трофимова, Т. И.** Курс физики : учеб. пособие для вузов / Т. И. Трофимова. – 14-е изд., стер. – М. : Издательский центр «Академия», 2007. – 560 с.
- 2 **Детлаф, А. А.** Курс физики / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М. : Высшая школа, 1989. – 421 с.
- 3 **Савельев, И. В.** Курс общей физики : учеб. : в 3 т. / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1989. – Т. 1–3.
- 4 Физика для вузов / И. И. Наркевич и [др.]. – Мн. : Вышэйшая школа, 1994. – Т. 1–2.
- 5 **Волькенштейн, В. С.** Сборник задач по физике / В. С. Волькенштейн. – М. : Наука ИФМЛ, 1985. – 352 с.
- 6 **Чертов, А. Г.** Единицы физических величин / А. Г. Чертов. – М. : Наука, 1977.
- 7 **Трофимова, Т. И.** Сборник задач по курсу физики / Т. И. Трофимова. – М. : Высшая школа, 1991–1996.
- 8 **Яворский, Б. М.** Справочник по физике / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. – М. : Наука, 1968. – 940 с.
- 9 **Савельев, И. В.** Сборник вопросов и задач по общей физике / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1982.

10 **Иродов, И. Е.** Задачи по общей физики / И. Е. Иродов. – М. : Наука, 1987.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1	Геометрическая оптика	3
1.1	Основные законы оптики.....	3
1.2	Явление полного отражения.....	5
2	Интерференция световых волн.....	8
2.1	Явление интерференции	8
2.2	Методы получения когерентных световых волн	12
2.3	Расчет интерференционной картины от двух источников.....	13
2.4	Интерференция света в тонких пленках.....	14
2.5	Кольца Ньютона	16

2.6	Применение интерференции	17
2.7	Многочувствительная интерференция	19
3	Дифракция света.....	19
3.1	Принцип Гюйгенса.....	19
3.2	Метод зон Френеля	20
3.3	Дифракция Френеля от круглого отверстия.....	23
3.4	Дифракция Френеля от диска.....	24
3.5	Дифракция Фраунгофера от щели	24
3.6	Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке	26
3.7	Дифракция на пространственной решетке	27
3.8	Разрешающая способность	29
4	Взаимодействие света с веществом	31
4.1	Дисперсия света.....	31
4.2	Поглощение света.....	32
4.3	Эффект Доплера	35
4.4	Излучение Вавилова – Черенкова	36
5	Поляризация света.....	37
5.1	Естественный и поляризованный свет.....	37
5.2	Закон Малюса	40
5.3	Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков	41
5.4	Двойное лучепреломление	42
5.5	Поляризационные призмы и поляроиды	44
5.6	Искусственная оптическая анизотропия	45
5.7	Эффект Керра	46
5.8	Вращение плоскости поляризации.....	47
6	Квантовая природа света. Тепловое излучение	48
6.1	Тепловое излучение	48
6.2	Основные характеристики теплового излучения.....	50
6.3	Законы теплового излучения.....	51
6.4	Оптическая пирометрия.....	54
7	Фотоэффект.....	55
7.1	Виды фотоэффекта.....	55
7.2	Законы фотоэффекта	57
7.3	Использование фотоэффекта.....	59
7.4	Фотон. Энергия и импульс	60
7.5	Давление света.....	61
7.6	Эффект Комптона.....	62
7.7	Корпускулярно-волновой дуализм	62
	Список литературы.....	64

