

Министерство образования и науки Российской Федерации  
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

---

А.А. ХАРЬКОВ, В.Г. ДУБРОВСКИЙ,  
С.В. СПУТАЙ

# ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

Утверждено  
Редакционно-издательским советом университета  
в качестве учебно-методического пособия

НОВОСИБИРСК  
2006

УДК 535(075.8)  
X 233

Рецензенты: *В.В. Христофоров*, канд. техн. наук, доц.  
*В.Н. Холякко*, канд. физ.-мат. наук, доц.

Работа подготовлена на кафедре прикладной и теоретической  
физики для студентов I–II курсов  
Института дистанционного образования

**Харьков, А.А.**

X 233 Физическая оптика : учеб.-метод. пособие / А.А. Харьков,  
В.Г. Дубровский, С.В. Спугай. – Новосибирск: Изд-во НГТУ,  
2006. – 56 с.

ISBN 5-7782-0733-6

Рассмотрены основные явления физической оптики, представлены  
ее основные формулы. Приводятся практические задания контрольной  
работы № 5 для студентов заочного общетехнического факультета.

УДК 535(075.8)

ISBN 5-7782-0733-6

© А.А. Харьков, В.Г. Дубровский,  
С.В. Спугай, 2006

© Новосибирский государственный  
технический университет, 2006

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1. Вопросы, выносимые на экзамен по разделу «Физическая оптика»	5
2. Теоретическое введение и основные формулы .....	7
2.1. Волновое уравнение для электромагнитных волн и его решения в случае однородных и изотропных сред .....	7
2.2. Интерференция света .....	9
2.3. Дифракция света .....	16
2.4. Поляризация света .....	26
2.5. Тепловое излучение .....	35
2.6. Фотоэффект .....	39
2.7. Эффект Комптона .....	40
3. Таблица вариантов контрольной работы № 5 .....	42
4. Задачи контрольной работы № 5 .....	44

## ВВЕДЕНИЕ

Для описания оптических явлений используют различные методы. Геометрическая оптика, основанная на идеальных понятиях точечных источников и лучей света, была исторически первым подходом, развитым Снеллиусом, Ферма и другими учеными.

С открытием и объяснением явлений интерференции и дифракции света Гримальди, Гюйгенсом, Араго, Френелем и Фраунгофером в XIX в. на смену геометрической оптике пришла волновая оптика. Джеймс Клерк Максвелл доказал электромагнитную природу световых волн. Было установлено, что геометрическая оптика является коротковолновым пределом волновой оптики, в области классических оптических явлений оба указанных подхода широко используются и в настоящее время.

Объяснение природы теплового излучения и открытие в начале XX в. Планком кванта энергии, а также явлений фотоэффекта и Комптона-эффекта доказали корпускулярную природу электромагнитного излучения. В результате развития квантовой теории возникла квантовая оптика, где наиболее последовательно описаны электромагнитное излучение и его взаимодействие с веществом в области оптических явлений.

В настоящее время доказана двойственная корпускулярно-волновая природа света: с одной стороны, он состоит из квантов-фотонов – частиц с нулевой массой, с другой – это классические электромагнитные волны, содержащие как очень большое число фотонов, так и отдельные фотоны, в ряде экспериментов при определенных условиях проявляющие волновые свойства.

## 1. ВОПРОСЫ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЭКЗАМЕН ПО РАЗДЕЛУ «ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА»

1. Волновое уравнение для электромагнитных волн и его решения для случая однородных и изотропных сред. Характеристики плоских монохроматических волн.
2. Скорость света в среде. Оптическая длина пути.
3. Интерференция световых волн. Получение когерентных волн в оптике. Оптическая разность хода.
4. Расчет интерференционной картины от двух когерентных волн. Условия максимумов и минимумов.
5. Интерференция света в тонких пленках. Полосы равного наклона
6. Дифракция света в постановках Френеля и Фраунгофера. Принцип Гюйгенса–Френеля. Метод зон Френеля.
7. Дифракция Фраунгофера на одной щели.
8. Дифракционная решетка. Разрешающая способность решетки.
9. Естественный и поляризованный свет. Способы получения поляризованного света.
10. Поляризация света при отражении. Закон Брюстера
11. Изменение состояния поляризации света при прохождении им поляроидов. Закон Малюса.
12. Тепловое излучение. Излучательная и поглощательная способности. Элементарные законы теплового излучения.
13. Внешний фотоэффект и его законы.
14. Комптон-эффект.
15. Оптические явления в пределе очень малых интенсивностей света и их истолкование.

Напоминаем основные требования, предъявляемые к оформлению контрольных работ: условия задач следует переписать полностью, без сокращений, затем нужно сделать краткую запись условия, т. е.

дать столбиком, все исходные величины в системе единиц СИ; вначале получить решение задачи в общем виде, проверить размерность результата и только после этого провести вычисления. Если используемые в решении задачи формулы не являются физическими законами, то необходимо их вывести. При расчетах нужно соблюдать правила приближенных вычислений. В приведенных ниже условиях задач числовые значения заданы даны с точностью до трех значащих цифр.

В период сессии студенты-заочники также выполняют две лабораторные работы по разделам «Физическая оптика».

Контрольная работа № 5 включает 8 задач по разделам «Физическая оптика». Для самостоятельного изучения этих разделов рекомендуется использовать один из учебников из следующего списка литературы.

## ЛИТЕРАТУРА

### *Основная*

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики. – М.: Наука, 1982–1998. – Т. 2–3 (4–5).
2. *Трофимова Т.И.* Курс физики. – М.: Высш. шк., 1990–2005.
3. *Чертов А.Г., Воробьев А.А.* Задачник по физике. – М.: Высш. шк., 1988.
4. *Волькенштейн В.С.* Сборник задач по общему курсу физики. – М.: Наука, 1990.

### *Дополнительная*

5. *Яворский Б.М., Детлаф А.А.* Справочник по физике. – М.: Наука, 1985.
6. *Яворский Б.М., Детлаф А.А.* Курс физики – М.: Высш. шк., 1989.
7. *Иродов И.Е.* Основные законы. Волновые процессы. – М.: ЛиТ, 2001.
8. *Иродов И.Е.* Задачи по общей физике. – СПб.: Лань, 2001.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

### 2.1. Волновое уравнение для электромагнитных волн и его решения в случае однородных и изотропных сред

В 1865 г. английский ученый Джеймс Клерк Максвелл выдвинул гипотезу об электромагнитной природе световых волн и исходя из уравнений для электромагнитного поля получил волновые уравнения для напряженности  $\vec{E}$  электрического и индукции  $\vec{B}$  магнитного полей.

Из теории электромагнитного поля известно, что в однородных и изотропных магнитно-диэлектрических средах векторы электрической  $\vec{D}$  и магнитной  $\vec{H}$  индукции выражаются через напряженности  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  электрического и магнитного полей по формулам

$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon_0, \mu_0$  – электрическая и магнитная постоянные, а  $\epsilon, \mu$  – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Можно показать, что волновые уравнения для полей  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  в случае среды с постоянными значениями электрической и магнитной проницаемостей  $\epsilon = \text{const}$ ,  $\mu = \text{const}$  имеют вид

$$\bar{\nabla}^2\vec{E} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad \bar{\nabla}^2\vec{B} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

где  $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$  – оператор Лапласа. В волновых уравнениях (2) постоянная  $v$  представляет собой скорость света в среде, выражающуюся через скорость света  $c$  в вакууме следующим образом:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n}. \quad (3)$$

Здесь  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  – показатель преломления среды. Одномерное волновое уравнение, например для поля  $\vec{E}$ , имеет вид

$$\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (4)$$

Из разнообразных решений уравнения (4) особый интерес представляют решения в виде плоских монохроматических волн

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kx - \varphi_0). \quad (5)$$

Поле (5) является решением волнового уравнения (4) лишь при условии, что волновое число  $k = 2\pi/\lambda$  в среде, частота  $\omega$  и скорость света в среде  $v$  связаны соотношением

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{k_0 n} = \frac{c}{n}. \quad (6)$$

В последней формуле использовано также волновое число  $k_0$  в вакууме. Из (3) и (6) легко получаются формулы, выражающие волновое число  $k$  и длину волны света  $\lambda$  в среде через волновое число  $k_0$  и длину волны  $\lambda_0$  в вакууме

$$k = nk_0 = n \frac{\omega}{c}, \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (7)$$

Выражение, стоящее под знаком косинуса в (5),

$$\varphi(x,t) = \omega t - kx + \varphi_0 = \omega t - k_0 n x + \varphi_0 \quad (8)$$

называется фазой волны.

В каждый фиксированный момент времени поверхности постоянного значения фазы (2) представляют собой плоскости  $x = \text{const}$ , поэтому волны, описываемые выражениями (5), называют плоскими. В силу же того, что частота  $\omega$  и длина волны  $\lambda = 2\pi/k$  в (5) фиксированы, такие волны называют еще и монохроматическими.

Из второго равенства в (8) видно, что в среде с показателем преломления  $n$  геометрическая координата пути  $x$  умножается на  $n$ , поэтому путь, проходимый волной в среде, эффективно удлиняется в  $n$  раз по сравнению с длиной пути в вакууме. Поэтому наряду с геометрической длиной пути  $l$ , проходимой волной в среде с показателем преломления  $n$ , в оптике часто используют понятие оптической длины пути

$$l_{\text{оптич}} = nl. \quad (9)$$

Можно показать, что электрическое поле точечного монохроматического источника электромагнитных волн, удовлетворяющее волно-



вому уравнению (2), на расстоянии  $r$  от источника представляет собой сферическую волну вида

$$\vec{E}(r, t) = \frac{\vec{E}_0}{r} \cos(\omega t - k_{\text{ср}} r + \varphi_0) \quad (10)$$

с амплитудой поля, убывающей с расстоянием  $r$  от источника как  $1/r$ .

В заключение данного раздела приведем некоторые полезные для дальнейшего рассмотрения оптических явлений определения. Поверхности постоянного значения фазы волны называют волновыми. Колебания поля во всех точках заданной волновой поверхности происходят в одной фазе. Распространение волны в каждом участке пространства происходит перпендикулярно волновой поверхности. В рассмотренных выше примерах плоской (5) и сферической волн (10) волновыми поверхностями являются, соответственно, плоскости и сферы. Часто вместо световых волн, особенно в геометрической оптике, рассматривают лучи или пучки лучей. Лучи – это линии, касательная к которым в каждой точке совпадает с направлением распространения волны. Лучи перпендикулярны волновым поверхностям. Плоской волне соответствуют параллельные лучи, сферической волне – пучок радиально расходящихся от источника волны лучей.

## 2.2. Интерференция света

Интерференция света представляет собой частный случай интерференции волн, в данном случае электромагнитных волн. Можно дать следующее общее определение.

**Интерференцией света называется устойчивое во времени перераспределение энергии световых волн в пространстве, т. е. образование минимумов и максимумов освещенности при наложении электромагнитных волн.** Наблюдается это явление при наложении когерентных волн, т. е. волн одинаковой частоты, постоянной разности фаз и одинаковой поляризации. Когерентные волны можно получать различными способами, например делением: 1) волнового фронта на несколько частей при помощи щелей, зеркал, призм; 2) амплитуды волны при ее отражении и преломлении на границе раздела различных сред, и т. д.

При описании явлений интерференции используется понятие **интенсивность волны**. Это среднее по времени количество энергии, пе-

реносимое волной через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны. Интенсивность, как и энергия волны, прямо пропорциональна квадрату амплитуды волны.

Покажем, как описывается интерференция электромагнитных волн, приходящих в точку наблюдения от двух когерентных источников: у таких источников частоты колебаний полей одинаковы и разность начальных фаз постоянна, например равна нулю. Далее, если особо не оговорено, будем предполагать, что направления колебаний полей источников совпадают, волны, порождаемые такими источниками, являются когерентными. Отметим, что в случае наложения взаимно перпендикулярных полей интерференции наблюдаться не будет. Пусть волны от указанных источников, пройдя двумя различными путями, накладываются друг на друга. В области перекрытия волн в каждой точке будут возбуждены два колебания (одно возбуждено волной, идущей от первого источника, а второе – волной от второго источника). Согласно принципу суперпозиции для электромагнитных полей результирующее волновое поле равно сумме полей накладываются друг на друга волн.

Известно, что результатом сложения одинаково направленных колебаний одной частоты является колебание, амплитуда которого зависит от разности фаз складываемых колебаний\*

$$A_{\Sigma}^2 = (\bar{A}_1 + \bar{A}_2)^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (11)$$

где  $A_1, A_2$  – амплитуды складываемых колебаний,  $\varphi_1, \varphi_2$  – фазы складываемых колебаний.

В точках, расстояние до которых много больше расстояния между источниками,  $A_1 \approx A_2 = A$ , амплитуды колебаний источников волн одинаковы, тогда в силу (11) результирующая амплитуда имеет вид

$$A_{\Sigma} = \sqrt{2A^2 + 2A^2 \cos \Delta\varphi} = 2A \left| \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \right|. \quad (12)$$

Из уравнения (5) бегущей волны  $E(l, t) = A(l) \cos(\omega t - kl + \varphi_0)$  видно, что фаза  $\varphi(l, t) = \omega t - kl + \varphi_0$  колебания, возбужденного волной в какой-либо точке, зависит от пути  $l$ , пройденного волной от источни-

---

\* См.: А.А. Харьков, С.В. Снутай. Физика. Электромагнетизм. Колебания и волны: Учеб. пособие. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004.

ка волны до интересующей нас точки наблюдения. Это значит, что фазы колебаний  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , возбуждаемых источниками в одной и той же точке наблюдения, в общем случае различны. Соответственно и разность фаз колебаний  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ , возбуждаемых источниками, в разных точках области перекрытия волн, будет различной.

Пройдя различные пути  $l_1, l_2$ , когерентные волны попадают в одну точку пространства (точку наблюдения) с разностью фаз

$$\Delta\varphi = k_0(l_2 - l_1) = (l_2 - l_1)2\pi/\lambda_0, \quad (13)$$

где  $k_0, \lambda_0$  – волновое число и длина волны в вакууме,  $(l_2 - l_1)$  – геометрическая разность хода. Если одна волна распространяется в среде с показателем преломления  $n_1$ , а другая –  $n_2$ , то

$$\Delta\varphi = k_2l_2 - k_1l_1 = \frac{2\pi}{\lambda_2}l_2 - \frac{2\pi}{\lambda_1}l_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_2l_2 - n_1l_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta, \quad (14)$$

где  $\Delta = n_2l_2 - n_1l_1$  называется оптической разностью хода. Определяя  $\Delta$ , необходимо учитывать изменение фазы на  $\pi$  при отражении от оптически более плотной среды. Это изменение фазы эквивалентно увеличению или уменьшению оптической разности хода на  $\lambda_0/2$ .

Используя формулы (13) и (14), легко получаем условия максимумов и минимумов. Максимум интенсивности имеет место в тех точках интерференционной картины, куда волны приходят в фазе, т. е. оптическая разность хода интерферирующих лучей равна целому числу длин волн, минимум – в точках, куда волны приходят в противофазе, т. е. оптическая разность хода равна нечетному числу длин полуволн. Условия интенсивности имеют вид:

для максимумов

$$\Delta = m\lambda_0, \quad (15)$$

для минимумов

$$\Delta = \frac{(2m + 1)\lambda_0}{2}, \quad (16)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

**При решении задач по теме «Интерференция» рекомендуется:**

- 1) сделать чертеж, на котором показать ход интерферирующих лучей;
- 2) определить оптическую разность хода и учесть «потерю» полу-волны, если это имеет место;
- 3) записать условие минимумов или максимумов в зависимости от конкретной задачи.

**Задача 1.** Вычислите координаты  $y_m$  положений максимумов и минимумов в эксперименте Юнга по интерференции (рис. 1) от двух точечных когерентных источников света.

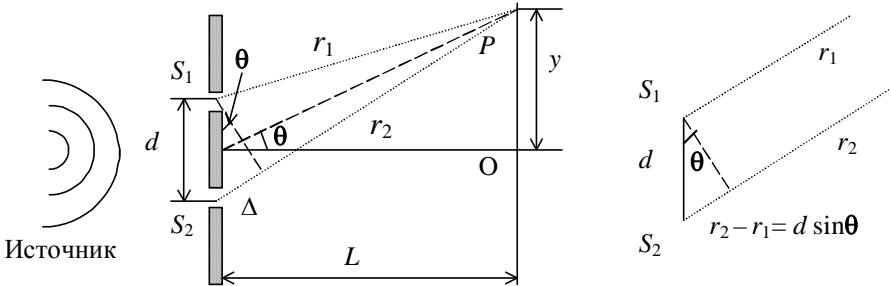


Рис. 1. Схема эксперимента Юнга

*Анализ и решение.* Монохроматический свет от некоторого источника (см. рис. 1) падает на экран с двумя узкими щелями  $S_1$  и  $S_2$ . Эти две щели могут рассматриваться как два когерентных источника излучения, так как волны распространяющиеся далее вправо от них, происходят от частей одного и того же волнового фронта волны исходного источника.

Выберем произвольную точку  $P$  на экране наблюдения. Пусть она расположена на расстоянии  $y$  от оси, проходящей через середину расстояния  $d$  между источниками (см. рис. 1). Из геометрии рисунка легко определяется разность хода  $\Delta = r_2 - r_1 = d \sin \theta$  волн от источников  $S_1$  и  $S_2$  до точки  $P$ . Условия интенсивности света в точке  $P$  согласно (15) и (16) имеют вид:

для максимумов

$$d \sin \theta = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

для минимумов

$$d \sin \theta = \frac{2m+1}{2}\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Обычно имеют место неравенства  $L \gg d$ ,  $d \gg \lambda$ , в таком случае  $\sin \theta \approx \operatorname{tg} \theta = y/L$  и для координат  $y_m$  светлых и темных интерференционных полос получают следующие выражения:

$$y_{m(\text{светл})} = \frac{\lambda L}{d} m, \quad y_{m(\text{темн})} = \frac{\lambda L}{d} (m + 1/2). \quad (17)$$

**Задача 2.** Свет с длиной волны  $\lambda_0$  отражается от тонкой плоскопараллельной пластинки толщиной  $d$  из материала с показателем преломления  $n$ . При каких углах падения  $i$  в отраженном от пластинки свете будут наблюдаться максимумы?

*Анализ и решение.* При падении световой волны на тонкую прозрачную пластинку (или пленку) происходит отражение от обеих поверхностей пластинки. В результате возникает две световые волны, которые при определенных условиях могут интерферировать. Оптическая разность хода, приобретаемая лучами 1 и 2 до того, как они сойдутся в точке  $C$ , равна  $\Delta = nS_2 - S_1$ . Воспользовавшись геометрическими соотношениями, а также законами отражения и преломления

(рис. 2), получим  $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$ .

При вычислении разности фаз между колебаниями в лучах 1 и 2 кроме оптической разности хода  $\Delta$  нужно учесть возможность изменения фазы волны при отражении. В точке  $O$  луч 1 отражается от оптически более плотной среды, поэтому его фаза претерпевает изменение на  $\pi$ . Луч 2 на нижней стороне пластинки отражается от оптически менее плотной среды, поэтому фаза колебаний в нем не изменяется при отражении. В итоге

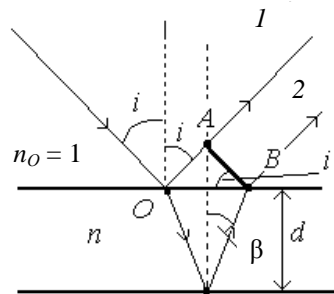


Рис. 2. Интерференция при отражении от пластинки

между лучами 1 и 2 возникает дополнительная разность фаз, равная  $\pi$ , которую можно учесть, добавив к  $\Delta$  (или вычтя из нее) половину длины волны в вакууме. В результате заключаем, что в отраженном от пластинки свете будут наблюдаться максимумы при углах падения  $i$ , удовлетворяющих, в силу (15), следующему соотношению:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad (18)$$

где  $m$  – произвольное целое число. В заключение отметим, что соотношение между оптическими плотностями сред в каждом конкретном случае может отличаться от рассмотренного, поэтому следует быть внимательным при учете изменения фазы, связанного с отражением.

Для того чтобы максимально ослабить отраженный свет для определенной длины волны, на поверхности оптических приборов часто наносят тонкие пленки, имеющие заданный коэффициент преломления. Поскольку минимум отражения соответствует максимуму прохождения, то свет заданной длины волны максимально проходит в оптический прибор. Использование подобных пленок называется «просветлением оптики».

**Задача 3.** Между стеклянной пластинкой и лежащей на ней плосковыпуклой линзой находится жидкость, показатель преломления которой  $n_{\text{ж}} = 1.3$ . Найти радиус линзы, если радиус  $r$  восьмого темного кольца в отраженном свете с длиной волны  $\lambda = 650$  нм равен 2.0 мм. Показатель преломления стекла равен 1.5 (рис. 3).

Дано:

$$m = 8;$$

$$r = 2,0 \text{ мм};$$

$$\lambda_0 = 650 \text{ нм};$$

$$n_{\text{ст}} = 1.5;$$

$$n_{\text{ж}} = 1.3.$$

$$R - ?$$

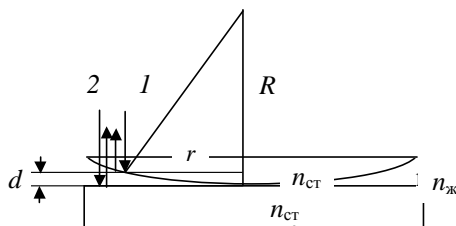


Рис. 3. Установка для наблюдения колец Ньютона

*Анализ и решение.* В задаче идет речь о кольцах Ньютона как частном случае интерференции света в тонких пленках переменной толщины. Для получения колец Ньютона используется стеклянная пластина,

на которой лежит плосковыпуклая линза. Зазор между пластиной и линзой заполнен жидкостью. Нормально падающая параллельным пучком волна на границе прозрачной среды делится на отраженную и преломленную. Интерференционную картину дают лучи 1 и 2, т. е. луч, отраженный от выпуклой поверхности линзы 1, и луч, отраженный от стеклянной пластины 2. Интерференционная картина локализована на выпуклой поверхности линзы и имеет вид чередующихся темных и светлых колец. Каждое кольцо соответствует определенному значению толщины зазора  $d$ , т. е. является полосой «равной толщины».

Найдем оптическую разность хода лучей 1 и 2 учитывая, что луч, отраженный от стеклянной пластины, меняет фазу на  $\pi$ , т. е. «теряет» полуволну,

$$\Delta = 2dn_{\text{ж}} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Условие минимумов (16) дает:  $\Delta = 2dn_{\text{ж}} + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2m+1}{2}\lambda_0$ , откуда следует, что

$$2dn_{\text{ж}} = m\lambda_0. \quad (19)$$

Используя теорему Пифагора и учитывая, что  $d \rightarrow 0$ , имеем

$$r^2 = 2Rd. \quad (20)$$

Решая совместно (19) и (20), получаем  $R = n_{\text{ж}}r^2 / (m\lambda_0)$ . Проверим

размерность:  $[R] = \frac{[r]^2}{[\lambda]} = \frac{\text{м}^2}{\text{м}} = \text{м}.$

*Ответ:*  $R = 1.0 \text{ м}.$

### Контрольные вопросы к теме «Интерференция света»

1. Охарактеризуйте явление интерференции волн.
2. Введите понятие когерентности для: а) колебаний, б) волн. Покажите, что при наложении некогерентных волн интерференции не наблюдается.
3. Что такое время когерентности и длина когерентности? Укажите несколько способов получения когерентных волн.

4. Каков физический смысл показателя преломления?
5. Что называется: а) оптической длиной пути; б) оптической разностью хода? Какова связь разности хода и разности фаз?
6. Запишите условия: а) интерференционных максимумов; б) интерференционных минимумов.
7. Приведите примеры практического использования интерференции света. В чем заключается «просветление» оптики?
8. Почему по мере испарения мыльной пленки расстояние между полосами растет?
9. Как объяснить появление темного и светлого пятен в центре колец Ньютона при наблюдении в отраженном и проходящем свете?
10. В опыте Юнга одна из щелей закрыта синим светофильтром, а другая – красным. Будет ли при таких условиях наблюдаться на экране интерференционная картина?

### 2.3. Дифракция света

Дифракция света – это явление уклонения света от прямолинейного распространения или явление огибания светом препятствий, которое сопровождается перераспределением светового потока в результате суперпозиции вторичных волн. Из явлений дифракции должны быть исключены отклонения света от прямолинейного распространения из-за отражения, преломления, непрерывного изменения показателя преломления и рассеяния света на мелкодисперсных средах.

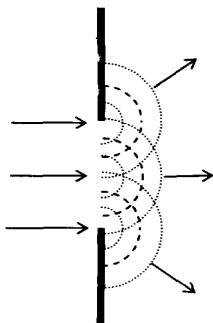


Рис. 4. Иллюстрация принципа Гюйгенса–Френеля

По историческим причинам перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных когерентных источников, принято называть интерференцией волн. Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно, принято называть дифракцией волн. Для объяснения дифракции света используется принцип Гюйгенса–Френеля. Суть данного принципа можно пояснить следующим образом.



Пусть на пути пучка света находится непрозрачная преграда с отверстием (рис. 4). Согласно принципу Гюйгенса–Френеля, каждая точка волнового фронта, куда пришла волна (например, на участке волнового фронта, совпадающем со щелью), является источником вторичных сферических волн. Эти вторичные волны распространяются во всех направлениях в правую полусферу (для нашего рисунка) от каждой элементарной площадки волнового фронта. Таким образом, амплитуда поля в любой точке экрана наблюдения, расположенного справа, за щелью, получается в результате интерференции света от вторичных источников. Из сказанного выше становится ясным, что принципиального различия между явлениями интерференции и дифракции нет. Как видно из рис. 4, волна может наблюдаться и в области геометрической тени.

С учетом сказанного можно дать следующую упрощенную формулировку принципа Гюйгенса–Френеля: **каждая точка, до которой дошла световая волна некоторой заданной системы когерентных источников в данный момент времени, представляет собой источник вторичной сферической волны. Световое поле, возникающее в результате интерференции вторичных волн в более поздний момент времени, совпадает с полем заданной системы когерентных источников света.**

Принцип Гюйгенса–Френеля оказался чрезвычайно полезным для приближенного описания многочисленных явлений интерференции и дифракции световых волн, строгое же их описание производится с использованием уравнений Максвелла.

Существует несколько постановок экспериментов по дифракции света, наиболее известные из них: дифракция Френеля – «в непараллельных лучах» и дифракция Фраунгофера – «в параллельных лучах». В первом случае источник света и экран наблюдения располагаются недалеко от препятствия, так что падающие на препятствие и дифрагировавшие от него волны не являются плоскими и соответствующие этим волнам лучи света не параллельны. Во втором случае источник света и экран наблюдения располагаются далеко от препятствия, падающая волна и дифрагировавшая волна, приходящая на экран наблюдения, плоские, им соответствуют параллельные лучи.

Практически для осуществления дифракции Фраунгофера точечный источник света помещают в фокусе собирающей линзы, получающийся параллельный пучок света дифрагирует на каком-то препят-

ствии. Дифракционная картина наблюдается в фокальной плоскости линзы, поставленной на пути дифрагировавшего света, или в зрительную трубу, установленную на бесконечность.

### 2.3.1. Дифракция Френеля. Метод зон Френеля

Рассмотрим более подробно дифракцию Френеля с использованием света от точечного источника на препятствиях, имеющих форму круглого отверстия или диска. Итак, пусть в точке  $S$  расположен точечный источник света.

Рассчитаем амплитуду электрического поля и интенсивность волны, дошедшей от источника в точку наблюдения  $P$  сначала в отсутствие препятствия. Если источник света точечный, то испускаемая им волна – сферическая. Любая волновая поверхность такой волны – сфера с центром в точке  $S$ .

Разобьём волновую поверхность на кольцевые зоны так, чтобы расстояние от точки  $P$  до краёв соседних зон отличалось на  $\lambda/2$ . Для этого увеличим длину  $b$  отрезка  $OP$  на  $\lambda/2$  и проведём новым отрезком окружность на волновой поверхности. В результате получим первую зону Френеля. Затем увеличим длину этого отрезка ещё на  $\lambda/2$  и вновь

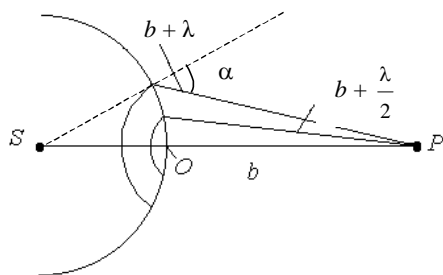


Рис. 5. Построение зон Френеля

проведём окружность на волновой поверхности. Получим вторую зону Френеля (рис. 5).

Продолжая построение, получим совокупность зон Френеля. В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля все точки волновой поверхности представляют собой источники волн, колеблющиеся в одной фазе. Расстояние от

точек, расположенных на внешнем крае соседних зон, до точки  $P$  отличается на  $\lambda/2$ , поэтому волны, пришедшие от этих точек в точку  $P$ , создадут в ней поля, колеблющиеся в противофазе. Точно так же будут соотноситься по фазе колебания полей, возбуждённых источниками, одинаково удалёнными от внешнего края соседних зон.

Поэтому можно сказать, что соседние зоны возбуждают в точке наблюдения электрические поля с противоположными фазами. Результирующее поле  $E$  в точке  $P$  от  $N$  зон Френеля может быть найдено как векторная сумма полей, создаваемых отдельными зонами,

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N, \quad (21)$$

где векторы стоящих рядом полей противоположны ввиду способа построения зон Френеля.

Френелем было доказано, что абсолютные значения полей в сумме (21) медленно убывают с возрастанием номера зоны. Если в сумме (21) убрать поле  $\vec{E}_1$  и добавить поле  $\vec{E}_{N+1}$ , то, очевидно, полученное выражение будет приближенно равно полю  $-\vec{E}$ ,

$$\vec{E} \approx -\vec{E}_2 - \vec{E}_3 - \dots - \vec{E}_{N+1}. \quad (22)$$

В таком случае из (21) и (22) находим:  $2\vec{E} \approx \vec{E}_1 - \vec{E}_{N+1} \approx \vec{E}_1 + \vec{E}_N$ , откуда окончательно получаем очень полезную для применений метода зон Френеля формулу для поля в точке наблюдения  $P$ , порождаемого  $N$  зонами,

$$\vec{E} \approx \frac{\vec{E}_1 + \vec{E}_N}{2}. \quad (23)$$

Можно также показать, что вклад зон с большими номерами, расположенных на противоположной от точки  $P$  части волновой поверхности, т. е. при стремлении угла  $\alpha \rightarrow \pi$ , с возрастанием ее номера зоны  $N$  стремится к нулю. Таким образом, полностью открытая волновая поверхность возбуждает в точке наблюдения колебания, амплитуда которых равна половине амплитуды колебаний, возбуждённых первой зоной Френеля,

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_1}{2}. \quad (24)$$

Если на пути волны поставить непрозрачный экран с круглым отверстием, в которое вкладывается лишь одна первая зона Френеля, то результирующее поле будет равно полю, возбуждаемому в точке наблюдения только первой зоной Френеля (все остальные зоны закрыты и не возбуждают колебаний в точке наблюдения), т. е.  $\vec{E} = \vec{E}_1$ . Это означает, что амплитуда колебаний в точке  $P$  возросла в два раза по

сравнению с предыдущей ситуацией. Интенсивность при этом возросла в четыре раза\*!

Этот вывод не означает, что, поставив препятствие на пути света, мы сильнее осветили весь экран. Лучи, прошедшие через отверстие, будут интерферировать. Это приведёт к перераспределению энергии волны, пришедшей на экран. В результате против центра отверстия будет максимум интерференции и точка  $P$  окажется освещённой гораздо ярче соседних. По мере удаления от точки  $P$  яркость света будет уменьшаться, так что точка  $P$  будет окружена тёмным кольцом. За тёмным кольцом будет расположено более яркое и т. д.

Если увеличить радиус отверстия до радиуса второй зоны Френеля, то результирующее поле в соответствии с (23) будет равно сумме полей, возбуждаемых в точке наблюдения двумя первыми зонами Френеля:  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ . Как было отмечено выше, абсолютные значения полей двух соседних зон очень мало отличаются по величине, а фазы противоположны, т. е. векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  в любой момент времени противоположны, поэтому  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \approx \vec{0}$ . Следовательно, при таком отверстии точка  $P$  практически не освещена. Обратите внимание: вывод касается только точки  $P$ . Вокруг точки, как и в предыдущем примере, будут расположены дифракционные максимумы и минимумы кольцевой формы.

Если в отверстии укладывается целое число зон Френеля, то результирующая амплитуда поля в точке  $P$  рассчитывается по формуле (23). Из сказанного выше следует простой вывод: точка  $P$  будет ярко освещена, если в отверстии укладывается нечётное число зон Френеля,

и, наоборот, точка  $P$  практически не будет освещена, если в отверстии уместится чётное число зон Френеля. Для того чтобы определить, сколько зон уложится в круглом отверстии, необходимо рассчитать радиус зон Френеля. Найдём выражение для его расчёта.

На рис. 6 изображена  $i$ -я зона Френеля. Символами обозначены следующие величины:

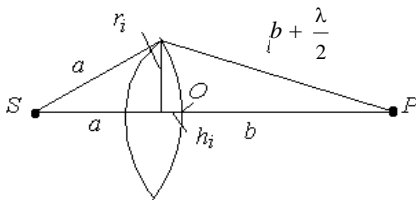


Рис. 6. Расположение  $i$ -й зоны Френеля от края зоны Френеля на отрезок  $SP$

\* Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды.

$S$  – источник света,  $a$  – радиус волновой поверхности,  $b$  – расстояние от точки  $P$  до волновой поверхности,  $r_2$  – радиус  $i$ -й зоны Френеля,  $h_i$  – длина отрезка, соединяющего точку  $O$  и точку пересечения перпендикуляра, опущенного от края зоны Френеля на отрезок  $SP$ .

Из рисунка видно, что

$$r_i^2 = a^2 - (a - h_i)^2 = \left(b + i \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_i)^2,$$

где  $i = 1, 2, \dots$ , откуда приближенно, отбрасывая малые слагаемые порядка  $h_i^2$  и  $\lambda^2$ , находим

$$h_i \cong \frac{bi\lambda}{2(a+b)}, \quad r_i \cong \sqrt{\frac{ab}{a+b}} i\lambda. \quad (25)$$

Полученное выражение позволяет найти радиус любой зоны Френеля и оценить результат дифракции на различных препятствиях круглой формы (экран с круглым отверстием, непрозрачный диск).

**Задача 4.** Для дифракции Френеля на отверстиях радиусов  $R_1 = 0,5$  мм и  $R_2 = 0,7$  мм определить, что будет в точке наблюдения  $P$  на экране, расположенном на расстоянии  $b = 1$  м от отверстия. Расстояние от точечного источника света до отверстия равно  $a = 1$  м,  $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-6}$  м.

*Анализ и решение.* Согласно (25) для радиуса первой зоны Френеля  $r_1 = \sqrt{0,5 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}} = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м. Следовательно, если в непрозрачном экране сделать отверстие радиусом  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м, то точка  $P$  будет ярко освещена (максимум дифракции). Если же радиус отверстия увеличить в  $\sqrt{2}$  раза, до  $R_2 = 0,7$  мм, то точка  $P$  будет практически не освещена.

### 2.3.2. Дифракция Фраунгофера на щели

Как было отмечено выше, дифракцией Фраунгофера называют дифракцию в параллельных лучах. Другими словами, это дифракция плоских волн, т. е. волн с плоской волновой поверхностью. Рассмотрим дифракцию Фраунгофера на узкой длинной щели. Пусть имеется узкая

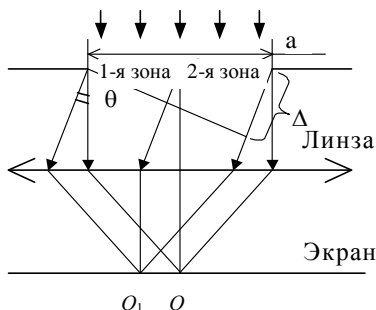


Рис. 7. Дифракция на щели

длинная щель, шириной  $a$ , на которую перпендикулярно её плоскости падает пучок параллельных лучей с длиной волны  $\lambda$ . Каждая точка открытого плоского волнового фронта является источником вторичных волн, колеблющихся в одной фазе. Линза собирает все параллельные лучи в точку на экране, установленном в фокальной плоскости линзы (рис. 7). Линза дополнительной разности хода не дает. В точке  $O$  будет максимум интенсивности, так как параллельный пучок лучей идет под углом  $\theta = 0$  к нормали, оптическая длина пути всех лучей одинакова, и они придут в эту точку в фазе, а следовательно, усилят друг друга. Рассмотрим, что будет в точке  $O_1$ , если лучи идут под произвольным углом  $\theta$ . Проведем поверхность перпендикулярно рассматриваемым лучам. Оптическая разность хода между крайними лучами  $\Delta = a \sin \theta$ . Щель можно разбить на зоны Френеля. Разность хода от соответствующих точек двух соседних зон равна  $\lambda/2$  (условие построения зон Френеля), поэтому лучи от двух соседних зон приходят в данную точку в противофазе и гасят друг друга. Таким образом, результат интерференции в точке  $O_1$  определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели при наблюдении ее под соответствующим углом. Если число зон четное, то

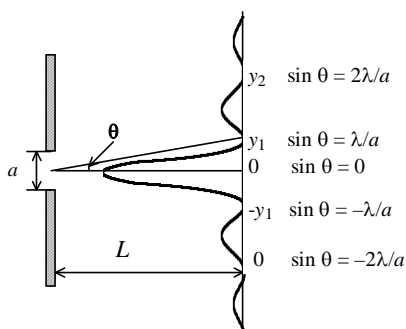


Рис. 8. Распределение интенсивности света при дифракции на щели

и наблюдается дифракционный минимум. На приведенном выше рис. 7 показан случай, когда  $\Delta = \lambda$  и на щели уместается две зоны Френеля. График интенсивности дифрагированного на щели света показан на рис. 8. Максимумы интенсивности, как показывает более детальный расчет, располагаются приблизительно посередине между минимумами.

$$a \sin \theta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (26)$$

и наблюдается дифракционный минимум. На приведенном выше рис. 7 показан случай, когда  $\Delta = \lambda$  и на щели уместается две зоны Френеля. График интенсивности дифрагированного на щели света показан на рис. 8. Максимумы интенсивности, как показывает более детальный расчет, располагаются приблизительно посередине между минимумами.

**Задача 5.** Свет с длиной волны  $\lambda = 580$  нм падает на щель шириной  $0,300$  мм. Экран наблюдения (см. рис. 8) расположен на расстоянии  $L = 2.00$  м от щели. Вычислите координаты  $y_m$  положений дифракционных минимумов.

*Анализ и решение.* Из соотношения (26) определяем угловые координаты  $\theta_m$  минимумов интенсивности дифрагировавшего на щели света

$$\sin \theta_m = m\lambda/a.$$

Затем из геометрии задачи (см. рис. 8) находим координаты  $y_m$  положений минимумов:

$$y_m = L \sin \theta_m = Lm\lambda/a,$$

$$m = \pm 1, \pm 2, \dots$$

В частности, для координат  $y_{\pm 1}$  минимумов первого порядка, используя данные условия задачи, получаем следующие числовые значения:

$$y_{\pm 1} = L \sin \theta_{\pm 1} = \pm L\lambda/a = \pm 3.87 \times 10^{-3} \text{ м.}$$

### 2.3.3. Дифракционная решетка

Дифракционная решетка – это совокупность параллельных друг другу щелей одинаковой ширины  $a$ , расположенных на расстоянии  $d$  друг от друга. Так же как и для одной щели, дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся в фокальной плоскости линзы. При этом кроме дифракции от каждой отдельной щели происходит еще сложение колебаний световых пучков, приходящих на экран от всех щелей. Если общее число щелей  $N$ , то и интерферируют  $N$  пучков.

Рассмотрим интерференцию  $N$  монохроматических пучков. Разность хода между двумя соседними пучками (на рисунке пучок показан одним лучом) определяется постоянной решетки  $d$  и углом  $\theta$ , под которым произво-

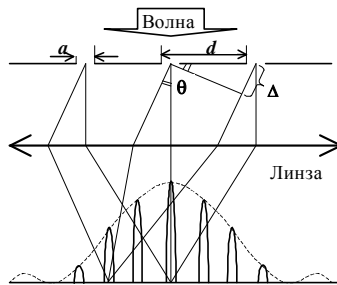


Рис. 9. Дифракция на дифракционной решетке

дится наблюдение (угол дифракции).  $\Delta = d \sin \theta$ , где  $d$  – постоянная (период) решетки.

Если эта разность хода равна целому числу волн, то на экране будет наблюдаться максимум освещенности. Таким образом, условие максимумов можно записать в виде

$$d \sin \theta = m\lambda, \quad (27)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  – порядок максимума. При выполнении (27) лучи от щелей приходят в точку наблюдения в одной фазе и усиливают друг друга. Различие в интенсивностях максимумов разных порядков (но соответствующих одной длине волны) связано с конечной шириной щелей в дифракционной решетке. Более детальное рассмотрение доказывает, что огибающая интенсивностей (форма ее показана пунктиром на рисунке) – своя для каждой длины волны; она пропорциональна (в  $N^2$  раз интенсивнее) дифракционной картине от одной щели с шириной такой же, как у щелей дифракционной решетки.

При освещении решетки белым светом, а белый свет является смещением цветов, для разных значений длины волны (разных цветов) положения максимумов одинакового порядка не будут совпадать друг с другом, кроме центрального ( $m = 0$ ). Поэтому центральный максимум имеет вид белой полосы, а все остальные – радужные полосы, называемые дифракционными спектрами первого, второго и т. д. порядков.

Дифракционная решетка характеризуется разрешающей способностью, которая указывает, какие спектральные линии с малой разностью длин волн между ними решетка еще может разрешить, т. е. позволяет увидеть их раздельно. Если разность длин волн соседних линий  $\Delta\lambda$ , то разрешающая способность  $R = \lambda / \Delta\lambda$ , где  $\lambda$  – средняя длина волны разрешаемых линий. Можно показать, что для линий максимумов порядка  $m$  разрешающая способность решетки с  $N$  щелями (штрихами) имеет вид

$$R = \lambda / \Delta\lambda = mN. \quad (28)$$

### **2.3.4. Дифракция рентгеновских лучей на кристалле**

Кристалл можно представить как трехмерную дифракционную решетку, в которой наблюдается периодичность в трех измерениях. Роль «щели» играет элементарная ячейка кристалла (в простейшем случае – атом). Наблюдение дифракции от кристалла возможно лишь в



том случае, если длина волны  $\lambda$  не превышает постоянную решетки  $d$ . Этому условию удовлетворяют рентгеновские лучи ( $\lambda \approx 1 \cdot 10^{-10}$  м).

Пусть параллельный пучок рентгеновских лучей падает на кристалл под углом скольжения  $\theta$  (угол между лучом и поверхностью). Отражение лучей происходит от кристаллических плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии  $d$  (рис. 10). Из рисунка видно, что разность хода лучей, отразившихся от двух соседних плоскостей, равна  $2d \sin \theta$ . Возникающие дифракционные максимумы должны удовлетворять условию Вульфа–Брегга:  $2d \sin \theta = m\lambda$ , где  $m = 1, 2, 3, \dots$  – порядок дифракционного максимума.

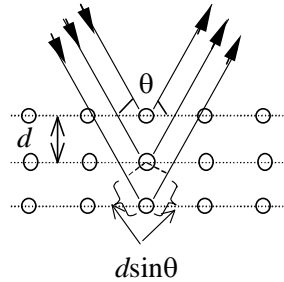


Рис. 10. Дифракция на кристалле

**Задача 6.** На дифракционную решетку в направлении нормали к ее поверхности падает монохроматический свет. Период решетки  $d = 2$  мкм. Определить наибольший порядок дифракционного максимума, который дает эта решетка в случаях красного ( $\lambda_1 = 0.7$  мкм) и фиолетового ( $\lambda_2 = 0.41$  мкм) света.

*Анализ и решение.* Из формулы, определяющей положение главных максимумов дифракционной решетки, найдем порядок дифракционного максимума  $m = 2d \sin \theta / \lambda$ , где  $d$  – период решетки;  $\theta$  – угол дифракции;  $\lambda$  – длина волны монохроматического света. Так как  $\sin \theta$  не может быть больше 1, число  $m$  не может быть больше  $2d/\lambda$ , т. е.  $m \leq 2d/\lambda$ . Подставив в формулу значения величин, получим  $m \leq 4/0.7 = 5.72$  (для красных лучей);  $m \leq 4/0.41 = 9.76$  (для фиолетовых лучей). Если учесть, что порядок максимумов – целое число, то для красного света  $m = 5$  и для фиолетового  $m = 9$ .

### Контрольные вопросы к теме «Дифракция света»

1. Какое явление в оптике называется дифракцией света?
2. В чем заключается принцип Гюйгенса–Френеля? Какое дополнение ввел Френель в принцип Гюйгенса?
3. Охарактеризуйте дифракцию света в постановке Френеля.
4. Охарактеризуйте дифракцию света в постановке Фраунгофера.

5. Опишите суть метода зон Френеля.
6. Из простых физических соображений получите условие минимумов при дифракции Фраунгофера на одной щели.
7. Чем отличается при дифракции Фраунгофера дифракционная картина на решетке от дифракционной картины на одной щели?
8. Из простых физических соображений получите условие главных максимумов при дифракции света на решетке в постановке Фраунгофера.
9. Поясните качественно, почему дифракционная решетка разлагает падающий на нее белый свет на цветные составляющие.
10. Какими параметрами характеризуется дифракционная решетка как спектральный прибор? Что такое разрешающая способность дифракционной решетки?

## 2.4. Поляризация света

### *2.4.1. Естественный и поляризованный свет. Виды поляризации. Законы Малюса и Брюстера. Явление двулучепреломления*

Поляризованным называется свет, колебания светового вектора (напряженности электрического поля) в котором упорядочены каким-либо образом. Так, например, в линейно поляризованном свете колебания вектора  $\vec{E}$  происходят в одной плоскости. Соответствующая плоская волна называется линейно поляризованной, или плоскополяризованной, если электрический вектор  $\vec{E}$  в такой волне все время лежит в одной плоскости, в которой расположена также нормаль к фронту волны. Это плоскость колебаний, или плоскость поляризации.

От поляризованного света следует отличать естественный свет, в нем равномерно представлены колебания с различными плоскостями поляризации. Линейнополяризованный свет легко получить, пропустив естественный свет через пластинку турмалина, вырезанную параллельно его кристаллографической (оптической) оси. Турмалин сильно поглощает световые лучи, в которых электрический вектор перпендикулярен оптической оси. Если же электрический вектор параллелен оптической оси, то световые лучи проходят через турмалин почти без поглощения. Поэтому естественный свет, проходящий через пластинку турмалина, наполовину поглощается и становится линейнополяризо-

ванным с электрическим вектором, ориентированным параллельно оптической оси турмалина.

Таким же свойством обладают поляроиды, более удобные в обращении, которые представляют собой искусственно приготовленные коллоидные пленки, служащие для получения поляризованного света. Вообще, всякий прибор, служащий для получения поляризованного света, называется поляризатором. Тот же прибор, но используемый для исследования поляризации света, называется анализатором.

При падении линейнополяризованного света на идеальный поляризатор сквозь него беспрепятственно проходит лишь компонента светового вектора, параллельная оптической оси (оси поляризации) поляризатора, а компонента поля, перпендикулярная этой оси, полностью задерживается (рис. 11):  $E_{\text{ВЫХ}} = E_{\text{ВХ}} \cos \varphi$ . Тогда интенсивность прошедшего света, пропорциональная квадрату амплитуды поля, дается законом Малюса

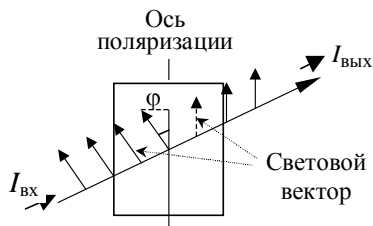


Рис. 11. Прохождение плоскополяризованного света через поляризатор

$$I_{\text{ВЫХ}} = I_{\text{ВХ}} \cos^2 \varphi. \quad (29)$$

При падении естественного света на поляризатор для каждой из возможных плоскостей поляризации прохождение поля  $\vec{E}$  описывается законом Малюса, поэтому для нахождения интенсивности прошедшего света необходимо проинтегрировать вклады по всевозможным положениям плоскости поляризации падающего света

$$I_{\text{ВЫХ}}(\text{естеств}) = \frac{I_{\text{ВХ}}(\text{естеств})}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi d\varphi = \frac{1}{2} I_{\text{ВХ}}(\text{естеств}).$$

Помимо изменения интенсивности, связанного с рассогласованием плоскостей поляризации, ослабление интенсивности прошедшего света также зависит от отражения и поглощения, что наблюдается в случае реальных (неидеальных) поляризаторов.

**Задача 7.** Частично поляризованный свет пропускается через идеальный поляризатор. При повороте поляризатора на  $45^\circ$  по отношению к положению, соответствующему максимальной интенсивности выходящего пучка, интенсивность света уменьшается в 1,5 раза. Определите отношение интенсивности естественного и поляризованного света в падающем пучке.

**Дано:**  
 $I_{\max}/I = 1.5$   
 $\lambda = 45^\circ$

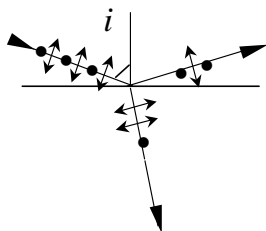
$I_0/I_{\text{пол}} = ?$

*Анализ и решение.* Интенсивность падающего пучка складывается из интенсивностей естественной и поляризованной частей. Когда поляризатор стоит в положении, соответствующем максимальной яркости выходящего пучка, естественная часть ослабляется поляризатором вдвое (так как естественный свет, проходя через поляризатор, становится не только поляризованным, но и теряет интенсивность вдвое), а поляризованная пропускается полностью  $I_{\max} = 0,5I_0 + I_{\text{пол}}$ . При повороте поляризатора на  $45^\circ$  интенсивность выходящего пучка, связанная с естественным светом, по-прежнему равна  $0,5I_0$ , а интенсивность поляризованного изменится (по закону Малюса)  $I = 0,5I_0 + I_{\text{пол}} \cos^2 \alpha$ . По условию,  $I_{\max} = 1,5I$ , следовательно,

$$0,5I_0 + I_{\text{пол}} = 1,5(0,5I_0 + I_{\text{пол}} \cos^2 45^\circ). \text{ Получаем } I_0 = I_{\text{пол}}.$$

*Ответ:*  $I_0/I_{\text{пол}} = 1$ .

Поляризация может возникать также при падении света на границу раздела двух диэлектриков, если угол падения отличен от нуля. При этом в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные



*Рис. 12.* Падение волны на границу раздела двух сред

плоскости падения (на рис. 12 обозначены точками), в преломленном луче преобладают колебания, параллельные плоскости падения (на рисунке изображены стрелками). Степень поляризации зависит от угла падения. При определенном угле падения, равном так называемому углу Брюстера  $i_{\text{Бр}}$ , отраженный луч полностью поляризован (он содержит только колебания, перпендикулярные к плоскости падения), степень поляриза-

ции преломленного луча при этом достигает максимального значения. Угол Брюстера  $i_{\text{Бр}}$  дается законом Брюстера

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = n_2 = n_2 / n_1, \quad (30)$$

где  $n_{12}$  – показатель преломления второй (по ходу луча) среды относительно первой,  $n_1$  и  $n_2$  – абсолютные показатели преломления первой и второй сред. Легко убедиться в том, что при падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

Механизм способа поляризации света, основанный на явлении Брюстера, заключается в следующем. Пусть на поверхность диэлектрика падает свет в состоянии поляризации, являющемся суперпозицией волн, поляризованных в плоскости падения. Преломленная и отраженная волны будут содержать, вообще говоря, те же составляющие поля  $\vec{E}$  как в плоскости падения, так и перпендикулярно к ней (см. рис. 12).

Колебания вектора  $\vec{E}$  вызовут колебания электронов вещества. Колебательное движение является ускоренным. Как известно, электромагнитные волны испускаются зарядами, движущимися ускоренно. Следовательно, начавшиеся колебания электронов в веществе породят электромагнитные волны. Примерный вид диаграммы направленности излучения колеблющегося заряда приведен на рис. 13 (двусторонней стрелкой показано направление колебаний заряда, длина  $I(\theta)$  пропорциональна интенсивности излучения в направлении  $\theta$ ). По диаграмме видно, что максимальное излучение электромагнитных волн будет происходить в направлении, перпендикулярном направлению колебаний электрона. В направлении же, совпадающем с направлением колебаний, энергия не излучается. Именно так возникает отражённый свет.

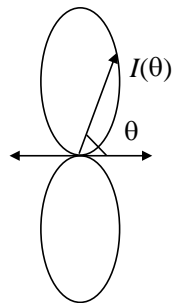


Рис. 13. Диаграмма направленности излучения колеблющегося заряда

Пусть на поверхность диэлектрика падает плоскополяризованный свет. Пусть плоскость колебаний вектора  $\vec{E}$  совпадает (рис. 14)

с плоскостью падения луча\*. Если выбрать такой угол падения  $i_{\text{Бр}}$ , при котором направление отражённого луча совпадает с направлением колебаний электронов в диэлектрике, то отражённого света, очевидно, в силу проведенного рассмотрения, не будет. При этом, как видно из рисунка, направление отсутствующего отраженного луча перпендикулярно преломленному лучу.

Пусть теперь плоскость колебаний вектора  $\vec{E}$  перпендикулярна (рис. 15) плоскости падения. В этом случае отражённый луч будет при любом угле падения света, так как направление колебаний электронов в диэлектрике будет перпендикулярно любому направлению отражённого луча (рис. 15).

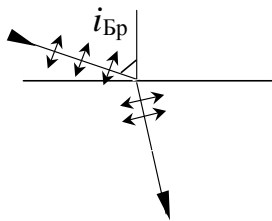


Рис. 14. Падение плоскополяризованной волны на границу раздела сред:  $\vec{E}$  в плоскости падения

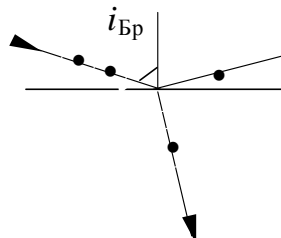


Рис. 15. Падение плоскополяризованной волны на границу раздела сред:  $\vec{E}$  нормален к плоскости падения

Поэтому при отражении естественного света от диэлектрика возникает частично поляризованный свет. В отражённом свете будет преобладать свет с вектором  $\vec{E}$ , колеблющимся в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Если же естественный свет падает на диэлектрик под углом Брюстера, отражённый свет будет плоскополяризованным, что иллюстрирует рис. 16.

---

\* Плоскостью падения называют плоскость, образованную падающим лучом и перпендикуляром к поверхности в точке падения.

Существуют и другие способы получения поляризованного света. Один из них основан на явлении двойного лучепреломления. В аморфных материалах, таких как стекло, скорость распространения света одна и та же во всех направлениях.

Напротив, в некоторых кристаллических материалах, таких, например, как кальцит или кварц, скорость света зависит от направления его распространения. Такие материалы характеризуются двумя показателями преломления и называются двоякопреломляющими.

Когда неполяризованный свет попадает в кристалл кальцита, он расщепляется на две линейнополяризованные волны (луча) (рис. 17), распространяющиеся с различными скоростями, соответствующими двум различным показателям преломления. Один из лучей (волн), названный обыкновенным (*O*-луч), характеризуется показателем преломления  $n_O$  и имеет одну и ту же скорость распространения  $v_O = c/n_O$  для всех направлений. Второй из поляризованных лучей (волн), названный

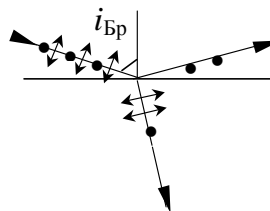


Рис. 16. Падение естественного света на границу раздела сред

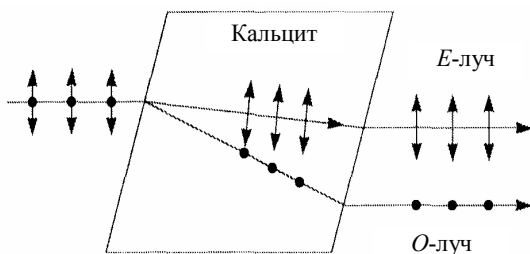


Рис. 17. Падение волны на двулучепреломляющий кристалл

необыкновенным (*E*-луч), в различных направлениях распространяется с неодинаковыми скоростями  $v_E = c/n_E$  и характеризуется показателем преломления  $n_E$ , зависящим от направления распространения света (рис. 18).

На рис. 18 показаны схема возникновения двух лучей и одно из направлений в кристалле, называемое оптической осью кристалла. При распространении света вдоль оптической оси обыкновенный и не-

обыкновенный лучи имеют один и тот же показатель преломления  $n_O = n_E$ . Различие в скоростях обыкновенного и необыкновенного лучей

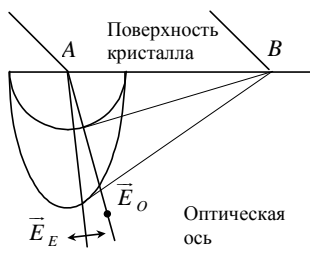


Рис. 18. Схема падения волны на двулучепреломляющий кристалл

показано также одно из направлений в кристалле, называемое оптической осью кристалла. При распространении света вдоль оптической оси обыкновенный и необыкновенный лучи имеют один и тот же показатель преломления  $n_O = n_E$ . Различие в скоростях обыкновенного и необыкновенного лучей максимально при распространении в направлении, перпендикулярном оптической оси. Например, для кальцита  $n_O = 1,658$  – для длины волны  $\lambda = 589,3 \text{ нм}$ ; с  $n_E$ , изменяющимся от значения  $n_E = 1,658$  – при распространении вдоль оптической оси, до значения  $n_E = 1,486$  – при распространении перпендикулярно оптической оси.

Таким образом, пропуская естественный свет через двоякопреломляющий кристалл и отделяя при этом один из лучей (обыкновенную или необыкновенную волну), можно получить линейнополяризованный свет.

Если поместить точечный источник света внутри кристалла кальцита, то он породит две световые волны: обыкновенную – со сферической волновой поверхностью, и необыкновенную – с волновой поверхностью, сечение которой представляет собой эллипс (рис. 19). На рисунке

показано также одно из направлений в кристалле, называемое оптической осью кристалла. При распространении света вдоль оптической оси обыкновенный и необыкновенный лучи имеют один и тот же показатель преломления  $n_O = n_E$ . Различие в скоростях обыкновенного и необыкновенного лучей максимально при распространении в направлении, перпендикулярном оптической оси. Например, для кальцита  $n_O = 1,658$  – для длины волны  $\lambda = 589,3 \text{ нм}$ ; с  $n_E$ , изменяющимся от значения  $n_E = 1,658$  – при распространении вдоль оптической оси, до значения  $n_E = 1,486$  – при распространении перпендикулярно оптической оси.



Рис. 19. Точечный источник внутри двулучепреломляющего кристалла



### 2.4.2. Вращение плоскости поляризации плоскополяризованного света при прохождении им гиротропных сред

При прохождении плоскополяризованного света через гиротропные (способные поворачивать плоскость поляризации) среды может происходить вращение его плоскости поляризации. Пусть вдоль оси  $z$  перпендикулярно плоскости  $x, y$  гиротропной среды, имеющей различные показатели преломления  $n_+$  и  $n_-$  для волн, право- и левополяризованных по кругу, на среду падает свет, линейнополяризованный параллельно оси  $x$ .

Линейнополяризованную параллельно оси  $x$  непосредственно перед гиротропной средой волну можно представить в виде суперпозиции двух право- и левополяризованных по кругу волн (см. рис. 20). При прохождении такими двумя волнами обычной (негиротропной) изотропной среды разность их фаз равна нулю, а сумма их полей дает поле, колебания которого происходят параллельно оси  $x$ ; никакого вращения плоскости поляризации исходной волны при этом не будет (рис. 20,а). Иная картина наблюдается при прохождении поляризованными по кругу волнами гиротропной среды, в этом случае, в силу  $n_+ \neq n_-$  разность фаз лево- и правополяризованных по кругу волн отлична от нуля

$$\varphi_+ - \varphi_- = k_0(n_+ - n_-)z. \quad (31)$$

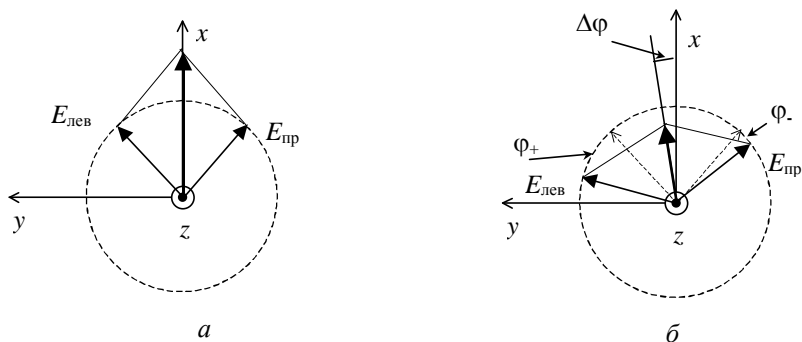


Рис. 20. Прохождение света через негиротропную (а) и гиротропную (б) среды

В результате одно из полей, скажем,  $\vec{E}_{\text{лев}}$ , с показателем преломления  $n_+$  поворачивается по сравнению с полем  $\vec{E}_{\text{прав}}$  с показателем преломления  $n_-$  на протяжении длины  $l$  гиротропной среды на угол, равный  $\varphi_+ - \varphi_- = k_0(n_+ - n_-)l$ . Сумма векторов  $\vec{E}_{\text{лев}} + \vec{E}_{\text{прав}}$ , представляющая собой поле после гиротропной среды, оказывается повернутой при этом на угол  $\Delta\varphi = (\varphi_+ - \varphi_-)/2$  (рис. 20,б),

$$\Delta\varphi = (\varphi_+ - \varphi_-)/2 = k_0(n_+ - n_-)l/2 = \alpha l. \quad (32)$$

Постоянную  $\alpha$  в формуле часто называют постоянной вращения для данной гиротропной среды. Гиротропными свойствами обладают растворы сахара и некоторые анизотропные пластинки, например из кварца.

### Контрольные вопросы к теме «Поляризация света»

1. В чем заключается явление поляризации? Какой свет называется: а) естественным; б) частично поляризованным; в) полностью поляризованным?
2. Что называется плоскостью падения света, плоскостью колебания вектора  $\vec{E}$ , плоскостью поляризации? Изобразите графически линейнополяризованную волну.
3. Охарактеризуйте известные вам способы получения поляризованного света.
4. Что такое право- и левополяризованный по кругу свет?
5. На пути пучка естественного света стоит поляризатор. Как будет меняться интенсивность света за поляризатором при вращении поляризатора вокруг направления луча? Как будет меняться интенсивность за анализатором, если его поставить за поляризатором и вращать анализатор, оставляя поляризатор неподвижным?
6. Сформулируйте закон Брюстера. Как связан угол Брюстера с показателем преломления среды, от которой происходит отражение света?
7. Какова интенсивность отраженного от поверхности диэлектрика луча, падающего под углом Брюстера, если он поляризован: а) в плоскости падения; б) в плоскости, перпендикулярной плоскости падения?

8. В чем заключается явление двойного лучепреломления? Опишите различия в поведении обыкновенного и необыкновенного лучей. В каких средах наблюдается явление двойного лучепреломления?

9. Сформулируйте закон Малюса и проиллюстрируйте его графически. Можно ли использовать анализатор в качестве поляризатора, и наоборот.

10. Поясните сущность явления вращения плоскости поляризации в гиротропных средах. От чего зависит угол вращения плоскости поляризации?

## 2.5. Тепловое излучение

Электромагнитное излучение называется тепловым, если оно испускается телом за счет убыли только его внутренней энергии, характеризующейся температурой тела. Каждое тело может не только испускать, но и поглощать тепловое излучение других тел. Все тела, имеющие неодинаковые температуры, участвуют в теплообмене излучением. В условиях изолированной системы теплообмен излучением приводит к выравниванию температуры входящих в нее тел. Когда теплообмен прекращается, температура тела остается постоянной и одинаковой для всех тел. Такое тепловое излучение называется равновесным. Равновесное тепловое излучение всегда имеет сплошной спектр частот.

### 2.5.1. Количественные характеристики теплового излучения

Тепловое излучение имеет следующие основные характеристики:

а)  $\Phi_T = \frac{dE_{\text{излуч}}}{dt}$  [Вт] – поток энергии (мощность излучения), т. е.

количество энергии, испускаемой телом в единицу времени во всем диапазоне длин волн;

б)  $R_T = \frac{d\Phi_T}{dS}$  [Вт/м<sup>2</sup>] – энергетическая светимость тела при температуре  $T$  (является потоком энергии, испускаемым единицей поверхности излучающего тела);

в)  $r_{\lambda,T} = \frac{dR_T}{d\lambda}$  [Вт/м<sup>3</sup>] – испускательная способность тела (спектральная плотность энергетической светимости), численно равная мощности излучения с единицы площади тела в единичном интервале длин волн в окрестности длины волны  $\lambda$  при температуре  $T$ ;

г)  $a_{\lambda,T} = \frac{d\Phi_{T(\text{погл})}}{d\Phi_{T(\text{пад})}}$  – поглощательная способность тела, показывающая, какая доля потока энергии, падающего на тело, поглощается при температуре  $T$  в окрестности длины волны  $\lambda$  в интервале длин волн  $d\lambda$ .

Абсолютно черным телом называют идеализированную систему, поглощательная способность которой  $a_{\lambda,T} = 1$ , т. е. не зависит от  $\lambda$  и  $T$ . Такое тело полностью поглощает падающее на него излучение.

### 2.5.2. Законы теплового излучения

Для равновесного теплового излучения Кирхгоф установил названный его именем закон: отношение испускательной и поглощательной способностей тел не зависит от их природы и является для всех тел универсальной функцией температуры и длины волны, и равно испускательной способности  $r_{\lambda,T}^{(0)}$  абсолютно черного тела

$$f(\lambda, T) = \frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = r_{\lambda,T}^{(0)}. \quad (33)$$

Закон Кирхгофа является следствием второго закона термодинамики, в силу которого тепловое равновесие, установившееся в изолированной системе, не может быть нарушено простым обменом тепла между частями системы.

Пытаясь найти общий вид испускательной способности абсолютно черного тела, согласующийся с опытом, Планк выдвинул гипотезу об испускании телом порций энергии – квантов с энергией  $E = h\nu$ . Планк получил формулу теоретической зависимости испускательной способности  $r_{\lambda,T}^{(0)}$  абсолютно черного тела от длины волны

$$r_{\lambda,T}^{(0)} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT} - 1}}, \quad (33)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $h$  – постоянная Планка;  $k$  – постоянная Больцмана.

Используя формулу Планка, можно получить законы излучения абсолютно черного тела. Если продифференцировать по длине волны и приравнять нулю функцию:  $dr_{\lambda,T}^{(0)} / d\lambda = 0$ , то получим закон смещения Вина

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (34)$$

где  $b = 0,0029 \text{ м} \cdot \text{К}$ . Таким образом, находим, что длина волны, на которую приходится максимум излучения, обратно пропорциональна температуре.

Учитывая, что  $R_T^{(0)} = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T}^{(0)} d\lambda = \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda$  и интегрируя  $f(\lambda, T)$ ,

из (33) получаем установленный экспериментально закон Стефана–Больцмана

$$R_T^{(0)} = \sigma T^4, \quad (35)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$  – постоянная Стефана–Больцмана.

Наряду с понятием абсолютно черного тела используется и другая идеализированная модель реальных тел – серое тело. Тело называется серым, если его поглощательная способность одинакова для всех длин волн и зависит только от  $T$ ; в отличие от черного тела  $a(T) < 1$ . Энергетическая светимость для серого тела

$$R_T = \int_0^{\infty} a(T) r_{\lambda,T} d\lambda = a(T) R_T^{(0)}. \quad (36)$$

Для измерения температуры раскаленных тел используются пирометры. Радиационные пирометры позволяют определить радиационную температуру, т. е. такую температуру абсолютно черного тела,

при которой его энергетическая светимость  $R_T^{(0)}$  равна энергетической светимости исследуемого тела.

**Задача 8.** Длина волны, на которую приходится максимум энергии излучения абсолютно черного тела,  $\lambda_{\max} = 0,58$  мкм. Определить:

- 1) энергетическую светимость  $R_T$  поверхности тела.
- 2) спектральную плотность  $r(\lambda, T)$  энергетической светимости, рассчитанную на интервал длин волн  $\Delta\lambda = 1$  нм, вблизи  $\lambda_{\max}$ .

*Анализ и решение.* 1. Энергетическая светимость  $R_T^{(0)}$  абсолютно черного тела в соответствии с законом Стефана–Больцмана  $R_T^{(0)} = \sigma T^4$ . Температуру можно вычислить с помощью закона смещения Вина  $\lambda_{\max} = b/T$ . Тогда  $R_T = \sigma(b/\lambda_{\max})^4$ . Подставив в формулу численные значения, находим  $R_T^{(0)} = 3,54 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>.

2. Максимум спектральной плотности получим из формулы Планка, подставив вместо длины волны  $\lambda$  ее значение из закона смещения Вина,

$$(r_{\lambda, T})_{\max} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda_{\max}^5} \cdot \frac{1}{\frac{hc}{e^{\lambda_{\max} kT}} - 1} = \frac{2\pi hc^2 T^5}{b^5} \cdot \frac{1}{\frac{hc}{e^{bk}} - 1} = C' T^5,$$

где  $C' = 1,3 \cdot 10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup>К<sup>5</sup>. Производя вычисления, находим  $(r_{\lambda, T})_{\max} = 4,0 \cdot 10^{13}$  Вт/м<sup>3</sup>.

### Контрольные вопросы к теме «Тепловое излучение»

1. Какова природа теплового излучения и люминесценции? Какое из этих излучений является равновесным? Объясните.

2. Дайте определения понятий: а) энергетической светимости тела  $R_T$ ; б) испускательной  $r_{\lambda,T}$  и поглощательной  $a_{\lambda,T}$  способностей нагретого тела.

3. Какое тело называется: а) абсолютно черным; б) серым?

4. Можно ли Солнце считать абсолютно черным телом?

5. Сформулируйте законы Стефана–Больцмана и Вина.

6. Изобразите график зависимости испускательной способности  $r_{\lambda,T}^{(0)}$  абсолютно черного тела от длины волны при нескольких постоянных значениях температуры.

7. Какую гипотезу выдвинул М. Планк при выводе формулы для испускательной способности  $r_{\lambda,T}^{(0)}$  абсолютно черного тела? Каков смысл постоянной Планка?

8. Объясните последовательность изменения цвета твердого тела при его нагревании.

## 2.6. Фотоэффект

При облучении металлов электромагнитным излучением может происходить вырывание электронов с их поверхности. Это явление называется внешним фотоэффектом. Основные наблюдаемые свойства фотоэффекта получили объяснение в законах Эйнштейна и Столетова.

Закон Эйнштейна связывает максимальную кинетическую энергию вырываемых электронов  $m v^2 / 2$  с энергией кванта света  $\varepsilon = h\nu$ , падающего на поверхность металла,

$$m v^2 / 2 = h\nu - A_{\text{вых}}, \quad (37)$$

где  $A$  – работа выхода электрона из металла.

Закон Столетова связывает фототок насыщения, пропорциональный числу вырванных электронов, с величиной светового потока  $\Phi$ , который, в свою очередь, пропорционален числу падающих на поверхность металла квантов света (фотонов)  $N$ ,

$$I_{\text{насыщ}} \sim \Phi \sim N. \quad (38)$$

Уравнение Эйнштейна (37), в частности, объяснило наблюдаемое свойство фотоэффекта: при частоте падающего на металл света

$\nu < \nu_0 = A/h$  ( $\nu_0$  – «красная граница фотоэффекта») электроны не вырываются, а для прекращения фототока необходимо приложить задерживающую разность потенциалов, в которой электроны полностью теряют свою кинетическую энергию:  $m\nu^2/2 = qU_{\text{зад}}$ .

## 2.7. Эффект Комптона

Облучая различные вещества рентгеновскими лучами (электромагнитные волны, длина которых  $\lambda \sim 10^{-10}$  м). А. Комптон обнаружил, что в рассеянном излучении присутствуют всевозможные длины волн  $\lambda' < \lambda$ , причем эти длины волн связаны с направлением рассеяния. Обнаруженный эффект необъясним с точки зрения классической теории электромагнитных волн Максвелла. Комптон предположил, что в условиях эксперимента взаимодействие электромагнитной волны с веществом можно описать с помощью представления волны в виде потока квантов света – фотонов. Фактически каждый акт рассеяния рентгеновских лучей есть акт упругого столкновения двух частиц: свободного электрона и фотона.

Рассмотрим такое столкновение более подробно (рис. 19). Пусть на первоначально покоящийся электрон налетает фотон с энергией  $h\nu$  и импульсом  $\hbar\vec{k}/2\pi$ , где  $\nu$  – частота фотона,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор (число) фотона. Энергия электрона до столкновения равна  $mc^2$ , импульс равен нулю.

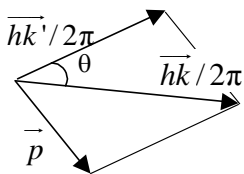


Рис. 19. Эффект Комптона

После столкновения электрон будет иметь энергию  $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$  и импульс  $\vec{p}$ . Энергия и импульс фотона после столкновения равны соответственно  $h\nu'$  и  $\hbar\vec{k}'/2\pi$ . Законы сохранения релятивистских энергии и импульса дают

$$h\nu + mc^2 = h\nu' + \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2},$$

$$\hbar\vec{k}/2\pi = \hbar\vec{k}'/2\pi + \vec{p}.$$

Из второго уравнения находим



$$p^2 = (h^2 / 4\pi^2)(\vec{k} - \vec{k}')^2 = (h^2 / 4\pi^2)(k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \theta). \quad (39)$$

Переписывая первое уравнение в виде:  $m^2 c^4 + p^2 c^2 = (hv - hv' + mc^2)^2$ , раскрывая квадрат и производя сокращения, находим (учитывая, что  $v = kc / 2\pi$ )

$$p^2 = (h^2 / 4\pi^2)(k^2 + k'^2 - 2kk' + 2mc(k - k')2\pi / h). \quad (40)$$

Решая совместно уравнения (39) и (40), получаем  $4\pi mc(k - k') / h = 2kk'(1 - \cos \theta)$ . Переходя от волновых чисел  $k$  к длинам волн  $k = 2\pi / \lambda$  и вводя обозначение  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ , приходим к формуле Комптона

$$\Delta\lambda = (h / mc)(1 - \cos \theta) = (2h / mc) \sin^2(\theta / 2). \quad (41)$$

Величина  $\lambda_c = h / (mc)$  называется комptonовской длиной волны для электрона. Наконец, рассмотрим задачу, иллюстрирующую эффект Комптона.

**Задача 9.** В результате эффекта Комптона фотон при соударении с электроном был рассеян на угол  $\theta = 90^\circ$ . Энергия рассеянного фотона  $\varepsilon' = 0,4$  МэВ. Определить энергию фотона  $\varepsilon$  до рассеяния.

*Анализ и решение.* Для определения энергии первичного фотона воспользуемся формулой Комптона (41). Выразим в этой формуле изменение длины волны  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  через энергии  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon$  соответствующих фотонов, воспользовавшись формулой  $\varepsilon = hc / \lambda$ . После простых преобразований находим:  $hc / \varepsilon' - hc / \varepsilon = (hc / mc^2) 2 \sin^2(\theta / 2)$ . Выразим из этой формулы искомую энергию  $\varepsilon = \varepsilon' mc^2 / (mc^2 - 2\varepsilon' \sin^2(\theta / 2))$ . Вычисления удобно проделать во внесистемных единицах. Энергия покоя электрона, выраженная в электрон-вольтах, равна  $mc^2 = 0,51$  МэВ. Подставляя в конечную формулу численные значения известных величин, находим  $\varepsilon = (0,4 \cdot 0,51) / (0,51 - 2 \cdot 0,4 \sin^2 45^\circ) = 1,85$  МэВ.

## **Контрольные вопросы к теме «Квантовая природа излучения»**

1. В чем состоит явление внешнего фотоэффекта? Сформулируйте законы фотоэффекта. Какие противоречия были обнаружены при классическом описании фотоэффекта?

2. Запишите формулу Эйнштейна для фотоэффекта. Что называется работой выхода и от чего она зависит?

3. При каком условии возникает фотоэффект, что такое красная граница фотоэффекта?

4. Чем определяется максимальная кинетическая энергия электрона, покинувшего вещество? Что такое задерживающая разность потенциалов?

5. Как изменится вольт-амперная характеристика фотоэлемента, если:

а) не изменяя длины волны падающего света, увеличить световой поток,

б) не изменяя величины светового потока, уменьшить длину волны?

6. Нарисуйте график зависимости величины запирающего (задерживающего) напряжения от частоты падающего на фотоэлемент света. Как будет изменяться вид графика при изменении работы выхода металла катода?

7. Покажите, как в эффекте Комптона проявляются корпускулярные свойства света. Каковы особенности этого эффекта? Что называется комptonовской длиной волны?

8. Эффект Комптона наблюдается при рассеянии фотонов на свободных электронах. Какие электроны в веществе можно называть свободными?

9. Почему эффект Комптона не наблюдается при рассеянии видимого света?

### 3. ТАБЛИЦА ВАРИАНТОВ КОНТРОЛЬНОЙ РАБОТЫ № 5

Студент-заочник должен решить восемь задач из разд. 4 этого пособия. Номер варианта совпадает с последней цифрой шифра студента.

Контрольную работу выполняют чернилами в обычной школьной тетради, на обложке которой приводятся сведения по следующему образцу:

Контрольная работа № 5 по физике  
студента 2 курса ЗОТФ НГТУ

Петрова Николая Ивановича

Шифр 12345678

Адрес: 656000, г. Барнаул, ул. Советская 10, кв. 15

Для замечаний преподавателя на страницах тетради оставляют поля шириной 3 см. Каждую следующую задачу начинают с новой страницы. При выполнении контрольной работы учитывают основные требования, кратко изложенные в разд. 1 данного учебно-методического пособия. После решения всех задач следует указать, каким учебным пособием вы пользовались при изучении курса физики (название учебника, автора, год издания).

Вариант	Номера задач							
1	501	511	521	531	541	551	561	571
2	502	512	522	532	542	552	562	572
3	503	513	523	533	543	553	563	573
4	504	514	524	534	544	554	564	574
5	505	515	525	535	545	555	565	575
6	506	516	526	536	546	556	566	576
7	507	517	527	537	547	557	567	577
8	508	518	528	538	548	558	568	578
9	509	519	529	539	549	559	569	579
0	510	520	530	540	550	560	570	580

## 4. ЗАДАЧИ КОНТРОЛЬНОЙ РАБОТЫ № 5

### Краткое содержание контрольной работы № 5

Интерференция света от двух когерентных источников.	
Интерференция в тонких пластинках и пленках	501–510
Интерференция в клиновидных пластинках.	
Кольца Ньютона.	511–520
Зоны Френеля. Дифракция на одной щели	521–530
Дифракционная решетка	531–540
Поляризация	541–550
Тепловое излучение	551–560
Внешний фотоэффект	561–570
Эффект Комптона	571–580

*В задачах 501–510 рассматриваются интерференция от двух источников и интерференция в плоскопараллельных пластинках. Для решения задач следует сделать рисунок, на котором указать источники света, ход интерферирующих лучей, точку наблюдения. Важно понять, какие лучи интерферируют, от каких поверхностей и границ раздела они отражаются и не возникает ли дополнительного сдвига фазы при отражении. В итоге для оптической разности хода лучей записывается условие максимума (минимума).*

501. Найти угловое расстояние между соседними полосами в опыте Юнга, если известно, что экран отстоит от когерентных источников света на 1,00 м, а пятая светлая полоса на экране расположена на 1,500 мм от центра интерференционной картины.

502. В точку  $A$  экрана от источника  $S$  ( $\lambda = 0,500$  мкм) приходит два луча: первый – перпендикулярно экрану, второй – отраженный от плоского зеркала (представляющего собой однородный диэлектрик, при отражении от которого происходит потеря полуволны), расположенного параллельно первому лучу. Лучи образуют равнобедренный треугольник с высотой  $h = 2,00$  мм. Наименьшее расстояние  $L$  от источника до экрана равно 1,00 м. Определить, что будет наблюдаться в точке  $A$  экрана – усиление или ослабление освещенности.

503. Пучок параллельных лучей ( $\lambda = 0,600$  мкм) падает под углом  $i = 30^\circ$  на мыльную пленку ( $n = 1,30$ ). При какой наименьшей толщине

пленки отраженные лучи будут максимально ослаблены интерференцией? Максимально усилены?

504. Найти угловое расстояние второго минимума на экране в опыте Юнга, если экран удален от когерентных источников на 1,00 м, а пятый максимум расположен на расстоянии 2,00 мм от центра интерференционной картины.

505. На пути одного из интерферирующих лучей в опыте Юнга помещается стеклянная пластинка толщиной 12,0 мкм. Определить, на сколько полос сместится интерференционная картина, если показатель преломления стекла  $n = 1,50$ , длина волны света  $\lambda = 0,750$  мкм и свет падает на пластинку нормально.

506. Какова наименьшая возможная толщина плоскопараллельной пластинки с показателем преломления  $n = 1,50$ , если при освещении белым светом под углом  $i_1 = 45,0^\circ$  и  $i_2 = 60,0^\circ$  она кажется красной ( $\lambda = 0,740$  мкм)?

507. Найти расстояние между третьим и пятым минимумами на экране в опыте Юнга, если два когерентных источника ( $\lambda = 0,600$  мкм) отстоят от экрана на 2,00 м, расстояние между источниками 0,200 мм.

508. В точку  $A$  экрана от источника  $S$  ( $\lambda = 0,500$  мкм) приходят два луча: первый – перпендикулярно экрану, второй – отраженный от плоского зеркала (представляющего собой однородный диэлектрик, при отражении от которого происходит потеря полуволны), расположенного параллельно первому лучу. Лучи образуют равнобедренный треугольник с высотой  $h = 2,00$  мм. Наименьшее расстояние  $L$  от источника до экрана равно 1,00 м. Определить, что будет наблюдаться в точке  $A$  экрана – усиление или ослабление освещенности, если на пути первого луча перпендикулярно к нему поместить плоскопараллельную пластинку из стекла ( $n = 1,55$ ) толщиной  $d = 6,00$  мкм.

509. На тонкую мыльную пленку ( $n_1 = 1,30$ ) толщиной 1,25 мкм нормально падает монохроматический свет. В отраженном свете пленка кажется максимально светлой. Какой минимальной толщины надо взять тонкую пленку скипидара ( $n_2 = 1,48$ ), чтобы она в этих же условиях казалась темной?

510. В опыте Юнга на пути одного из интерферирующих лучей помещались тонкую стеклянную пластинку, вследствие чего центральная светлая полоса смещалась в положение, первоначально занятое пятой светлой полоской (не считая центральной). Луч падает на пла-

стинку перпендикулярно. Показатель преломления пластинки 1,50. Длина волны  $6,00 \cdot 10^{-7}$  м. Какова толщина пластинки?

*В задачах 511–520 рассматривается интерференция света в пластинках переменной толщины, пластинах и приставленных к ним линзах, полученных разными способами. Для решения задач следует сделать рисунок, на котором указать источники света, ход интерферирующих лучей, точку наблюдения. Важно понять, какие лучи интерферируют, от каких поверхностей и границ раздела они отражаются и не возникает ли дополнительного сдвига фазы при отражении. В итоге для оптической разности хода лучей записывается условие максимумов (минимумов). Обратите внимание: разность хода лучей для соседних полос отличается на одну длину волны. Первым кольцом Ньютона считать темное (светлое) пятно в месте соприкосновения линзы и пластинки.*

511. На тонкий стеклянный клин ( $n = 1,52$ ) с углом  $1^\circ$  нормально падает пучок монохроматического света с длиной волны 0,591 мкм. Сколько темных полос приходится на 1,00 см клина?

512. Между стеклянной пластиной и лежащей на ней плосковыпуклой линзой находится жидкость. Найти показатель преломления жидкости, если радиус третьего темного кольца Ньютона при наблюдении в отраженном свете с длиной волны  $\lambda = 0,600$  мкм равен 0,820 мм. Радиус кривизны линзы  $R = 0,500$  м.

513. На стеклянную пластину выпуклой стороной положена плосковыпуклая линза. Сверху линза освещена монохроматическим светом с длиной волны  $\lambda = 500$  нм. Найти радиус  $R$  линзы, если радиус четвертого кольца Ньютона в отраженном свете  $r_4 = 2,00$  мм.

514. Между двумя плоскопараллельными стеклянными пластинками положили очень тонкую проволочку. Проволочка находится на расстоянии  $L = 75,0$  мм от линии соприкосновения пластинок и ей параллельна. В отраженном свете ( $\lambda = 0,500$  мкм) на верхней пластинке видны интерференционные полосы. Определить толщину проволочки, если на протяжении  $d = 30,0$  мм насчитывается  $m = 16$  светлых полос.

515. Мыльная пленка, расположенная вертикально, образует клин. Интерференция наблюдается в отраженном свете через красное стекло ( $\lambda_k = 6,31 \cdot 10^{-5}$  см). Расстояние между соседними красными полосами

при этом равно 3,00 мм. Затем эта же пленка наблюдается через синее стекло ( $\lambda_c = 4,00 \cdot 10^{-5}$  см). Найти расстояние между соседними синими полосами.

516. Плосковыпуклая линза с фокусным расстоянием  $f = 1,00$  м лежит выпуклой стороной на стеклянной пластинке. Радиус пятого темного кольца Ньютона в отраженном свете  $r_5 = 1,10$  мм. Определить длину световой волны  $\lambda$ .

517. Диаметры двух светлых колец Ньютона  $d_m = 4,00$  мм,  $d_n = 4,80$  мм. Порядковые номера колец не определялись, но известно, что между двумя измеренными кольцами расположено три светлых кольца, кольца наблюдались в отраженном свете ( $\lambda = 500$  нм). Найти радиус кривизны плосковыпуклой линзы, взятой для опыта.

518. Плоская пластина и линза применяются для наблюдения колец Ньютона. Определить толщину воздушного промежутка между линзой и пластинкой в том месте, где наблюдается пятое темное кольцо. Картина наблюдается в отраженном свете. Длина световой волны 0,656 мкм.

519. Во сколько раз изменится радиус колец Ньютона, если пространство между плосковыпуклой линзой и плоскопараллельной пластинкой заполнить сероуглеродом с показателем преломления 1,60?

520. Линза из кронгласа ( $n_1 = 1,51$ ) лежит на плоскопараллельной пластинке из флингласа ( $n_2 = 1,80$ ), пространство между ними заполнено бензолом ( $n = 1,60$ ). При наблюдении в отраженном свете ( $\lambda = 0,590$  мкм) радиус шестого светлого кольца оказался равным 5,00 мм. Определить радиус кривизны линзы.

*В задачах 521–530 рассматривается дифракция света на круглом отверстии в постановке Френеля и дифракция света на щели в постановке Фраунгофера. Для решения задач на дифракцию света в постановке Френеля необходимо четко представлять, как следует разделить последнюю невозмущенную волновую поверхность на зоны Френеля и как суммируются вклады от этих зон в точке наблюдения. При решении задач на дифракцию света на щели в постановке Фраунгофера необходимо представлять картину, наблюдаемую на экране при дифракции на щели, а также понимать, как угловые характеристики максимумов связаны с их положением на экране.*

521. На круглое отверстие радиусом 1,00 мм в непрозрачном экране нормально падает параллельный пучок света с длиной волны 0,500 мкм. На пути лучей, прошедших через отверстие, помещают экран. Определить максимальное расстояние от отверстия до экрана, при котором в центре дифракционной картины еще будет наблюдаться темное пятно.

522. На щель шириной 0,100 мм нормально падает параллельный пучок света от монохроматического источника ( $\lambda = 0,600$  мкм). Определить ширину центрального максимума в дифракционной картине, проектируемой при помощи линзы, находящейся непосредственно за щелью, на экран, отстоящий от линзы на расстоянии  $L = 1,00$  м.

523. Монохроматический свет ( $\lambda = 0,500$  мкм) нормально падает на круглое отверстие диаметром  $d = 1,00$  см. На каком расстоянии от отверстия должна находиться точка наблюдения, чтобы в отверстии помещалась одна зона Френеля? две зоны Френеля?

524. На щель шириной  $d = 0,100$  мм нормально падает монохроматический свет ( $\lambda = 0,500$  мкм). Что видит глаз наблюдателя, расположенного за щелью, если он смотрит в направлении, образующем с нормалью к плоскости щели угол:  $j_1 = 17,0^\circ$ ;  $j_2 = 43,0^\circ$ ?

525. На круглое отверстие диаметром  $d = 4,00$  мм нормально падает параллельный пучок лучей ( $\lambda = 0,500$  мкм). Точка наблюдения находится на оси отверстия на расстоянии  $R = 1,00$  м от него. Сколько зон Френеля укладывается в отверстии. Темное или светлое пятно получится в центре дифракционной картины, если в месте наблюдения поместить экран?

526. Какой должна быть ширина щели  $a$ , чтобы первый дифракционный минимум наблюдался под углом  $90,0^\circ$  при освещении: красным светом ( $\lambda = 0,760$  мкм), синим светом ( $\lambda = 0,440$  мкм).

527. На круглое отверстие радиусом 2,00 мм падает плоская монохроматическая волна. Найти длину волны света, освещающего отверстие, если в нем укладывается пять зон Френеля и из точки наблюдения оно видно под углом  $5,00^\circ$ .

528. На щель шириной 0,100 мм падает нормально параллельный пучок белого света (0,400–0,800 мкм). Найти ширину третьего максимума на экране, отстоящем от щели на 2,00 м.

529. Радиус четвертой зоны Френеля для плоского волнового фронта  $r_4 = 3,00$  мм. Определить радиус двадцать пятой зоны.



530. На узкую щель падает нормально пучок параллельных лучей ( $\lambda = 0,490$  мкм). Дифракционная картина, даваемая щелью, наблюдается на экране с помощью линзы с фокусным расстоянием 40,0 см. Определить ширину щели, если расстояние между серединами полос спектров первого и второго порядков на экране равно 7,00 мм.

*В задачах 531–540 рассматривается дифракция света в постановке Фраунгофера на дифракционной решетке. Для решения задач необходимо представлять картину, наблюдаемую на экране при дифракции на дифракционной решетке, понимать, как угловые характеристики максимумов связаны с их положением на экране.*

531. На дифракционную решетку нормально падает пучок света. В поле зрения под углом  $\varphi$  видна линия  $\lambda = 0,440$  мкм в спектре третьего порядка. Будут ли видны под этим же углом какие-либо другие спектральные линии, соответствующие длинам волн, лежащим в пределах видимого спектра (от 0,400 мкм до 0,700 мкм)?

532. На дифракционную решетку нормально падает пучок света от разрядной трубки, наполненной гелием. На какую линию в спектре третьего порядка накладывается красная линия гелия ( $\lambda = 0,670$  мкм) спектра второго порядка?

533. На дифракционную решетку нормально падает пучок света. Угол дифракции для натриевой линии ( $\lambda = 0,589$  мкм) в спектре первого порядка равен  $17^\circ 8'$ . Некоторая линия дает в спектре второго порядка угол дифракции, равный  $24^\circ 12'$ . Найти длину волны этой линии и число штрихов на 1,00 мм решетки.

534. На дифракционную решетку нормально падает пучок монохроматического света. Максимум третьего порядка наблюдается под углом  $36^\circ 48'$  к нормали. Найти постоянную решетки, выраженную в длинах волн падающего света. Сколько максимумов дает при этом дифракционная решетка?

535. На дифракционную решетку нормально падает пучок света. Красная линия ( $\lambda = 0,630$  мкм) видна в спектре третьего порядка под углом  $\varphi = 60^\circ$ . Какая спектральная линия видна под этим углом в спектре четвертого порядка? Какое число штрихов на 1,00 мм длины имеет дифракционная решетка?

536. На дифракционную решетку нормально к ее поверхности падает параллельный пучок лучей с длиной волны  $\lambda = 0,500$  мкм. Помещенная вблизи решетки линза проектирует дифракционную картину на плоский экран, удаленный от линзы на  $L = 1,00$  м. Расстояние между двумя максимумами первого порядка, наблюдаемыми на экране,  $\ell = 20,2$  см. Определить постоянную дифракционной решетки, число штрихов на 1,00 см, максимальный угол отклонения лучей, соответствующих последнему дифракционному максимуму. Сколько максимумов дает при этом дифракционная решетка?

537. Свет от ртутной лампы нормально падает на плоскую дифракционную решетку, ширина которой 5,00 см. Общее число штрихов решетки 10 000. Определить угол между фиолетовыми ( $\lambda = 0,405$  мкм) и желтыми ( $\lambda = 0,577$  мкм) лучами в спектре первого порядка.

538. Определить наибольший порядок дифракционного спектра для спектральной линии с длиной волны 0,405 мкм при наблюдении с помощью решетки, имеющей 500 штрихов на 1,00 мм.

539. На каком расстоянии друг от друга будут находиться на экране две линии спектра ртути с длинами волн 0,577 и 0,588 мкм в спектре первого порядка, полученном с помощью дифракционной решетки с постоянной  $d = 4,00$  мкм? Фокусное расстояние линзы, проектирующей спектр на экран, равно 60,0 см.

540. На дифракционную решетку, содержащую  $N = 600$  штрихов на миллиметр, нормально падает белый свет. Спектр проецируется помещенной вблизи решетки линзой на экран. Определить длину спектра первого порядка на экране, если расстояние от линзы до экрана  $L = 1,20$  м. Границы видимого спектра:  $780 \text{ нм} \geq \lambda \geq 400 \text{ нм}$ .

*В задачах 541–550 рассматриваются возникновение поляризованных волн и их прохождения через поляризаторы и анизотропные пластинки. Необходимо знать, при каких условиях возникает поляризованная волна, представлять, что происходит при прохождении поляризованных волн через поляризаторы, пластинки кварца и исландского шпата.*

541. Угол максимальной поляризации при отражении света от кристалла каменной соли равен  $57,0^\circ$ . Определить скорость распространения света в этом кристалле.

542. Параллельный пучок естественного света переходит из глицерина в стекло так, что отраженный от границы раздела пучок максимально поляризован. Определить угол между падающим и преломленным пучками.

543. Предельный угол полного внутреннего отражения для некоторого вещества равен  $45,0^\circ$ . Чему равен угол полной поляризации для этого вещества?

544. Под каким углом к горизонту должно находиться Солнце, чтобы его лучи, отраженные от поверхности озера, были максимально поляризованы? ( $n_{\text{воды}} = 1,33$ .)

545. Чему равен показатель преломления стекла, если отраженный от него в воздух луч будет полностью поляризован при угле преломления  $30,0^\circ$ ?

546. Пучок плоскополяризованного света, длина волны которого в вакууме 589 нм, падает на пластинку исландского шпата перпендикулярно его оптической оси. Найти длины волн обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле, если показатели преломления исландского шпата соответственно равны  $n_o = 1,66$  и  $n_e = 1,49$ .

547. Угол между плоскостями пропускания поляризаторов равен  $50^\circ$ . Естественный свет, проходя через такую систему, ослабляется в 8 раз. Пренебрегая потерями при отражении, определить коэффициент поглощения  $k$  света в поляризаторах.

548. Пучок света последовательно проходит через два поляризатора, плоскости пропускания которых образуют между собой угол  $40,0^\circ$ . Принимая коэффициент поглощения каждого поляризатора равным 0,150, найти, во сколько раз пучок света, выходящий из второго поляризатора, ослаблен по сравнению с пучком, падающим на первый поляризатор.

549. Между скрещенными поляризаторами поместили пластинку кварца толщиной  $d = 3,00$  мм, в результате чего поле зрения поляриметра стало максимально светлым. Определить постоянную вращения кварца.

550. При какой наименьшей толщине  $d_{\text{min}}$  кварцевой пластины, помещенной между скрещенными поляризаторами, поле зрения будет максимально просветлено? Постоянная вращения для кварца  $27,0$  град/мм.

*В задачах 551–560 элементарные законы теплового излучения применяются для вычисления различных характеристик теплового излучения нагретых тел. Необходимо четко понимать физический смысл физических величин и законов, характеризующих тепловое излучение.*

551. Электрическая печь потребляет мощность  $P = 500$  Вт. Температура ее внутренней поверхности при открытом небольшом отверстии диаметром  $D = 5,00$  см равна  $700$  °С. Какая часть потребляемой мощности рассеивается стенками?

552. Определить энергетическую светимость  $\Delta R_\lambda$  абсолютно черного тела, приходящуюся на узкий интервал длин волн  $\Delta\lambda = 10,0$  А, соответствующий максимуму спектральной плотности энергетической светимости при температуре  $T = 3000$  К.

553. Приняв Солнце за абсолютное тело с температурой  $6000$  К, определить мощность, излучаемую с  $1,00$  м<sup>2</sup> его поверхности, длину волны, соответствующую максимуму испускательной способности, и максимальную испускательную способность.

554. Как и во сколько раз изменится поток излучения абсолютно черного тела, если максимум энергии излучения переместится с красной границы видимого спектра ( $\lambda_1 = 780$  нм) на фиолетовую ( $\lambda_2 = 390$  нм)?

555. Вследствие изменения температуры абсолютно черного тела максимум испускательной способности сместился с  $2,40$  мкм на  $0,800$  мкм. Как и во сколько раз изменились энергетическая светимость и максимум испускательной способности?

556. Температура абсолютно черного тела увеличилась в 2 раза, в результате чего длина волны, на которую приходится максимум испускательной способности, уменьшилась на  $600$  нм. Определить начальную температуру тела.

557. Раскаленная металлическая поверхность площадью  $10,0$  см излучает в 1 мин  $4,00 \cdot 10^4$  Дж. Температура поверхности  $2500$  К. Найти отношение энергетических светимостей этой поверхности и абсолютно черного тела при данной температуре.

558. При нагревании абсолютно черного тела длина волны, на которую приходится максимум излучательной способности, изменилась

от 690 до 500 нм. Как и во сколько раз изменилась энергетическая светимость тела?

559. Какую температуру должно иметь тело, чтобы оно при температуре окружающей среды  $t = 17,0$  °С излучало в 100 раз больше энергии, чем поглощало?

560. Абсолютно черное тело находится при температуре  $T_1 = 2900$  К. В результате остывания тела длина волны, на которую приходится максимум испускательной способности, изменилась на  $\Delta\lambda = 9,00$  мкм. До какой температуры охладилось тело?

*В задачах 561–570 формула Эйнштейна используется для вычисления различных характеристик внешнего фотоэффекта. При решении задач необходимо: 1) помнить, как связаны между собой скорость монохроматического света, его частота и длина волны; 2) понимать, что такое задерживающая разность потенциалов и работа выхода для электронов, как задерживающая разность потенциалов связана с кинетической энергией вылетающих электронов, а работа выхода электронов – с красной границей фотоэффекта.*

561. Найти работу выхода электрона с поверхности некоторого материала, если при облучении его желтым светом ( $\lambda = 590$  нм) скорость выбитых электронов равна  $2,80 \cdot 10^5$  м/с.

562. Красная граница фотоэффекта для цезия  $\lambda_0 = 653$  нм. Найти скорость фотоэлектронов, выбитых при облучении цезия фиолетовым светом ( $\lambda = 400$  нм).

563. На цинковую пластинку направлен монохроматический пучок света. Фототок прекращается при задерживающей разности потенциалов  $U = 1,50$  В. Определить длину падающей волны, если работа выхода равна 4,00 эВ.

564. Цезий (работа выхода 1,88 эВ) освещается спектральной линией водорода  $\lambda = 0,476$  мкм. Какую наименьшую задерживающую разность потенциалов нужно приложить для прекращения фототока?

565. Определить постоянную Планка  $h$ , если известно, что фотоэлектроны, вырываемые с поверхности металла светом с частотой  $\nu = 2,20 \cdot 10^{15}$  Гц, полностью задерживаются обратным напряжением 6,60 В, а вырываемые светом с частотой  $4,40 \cdot 10^{15}$  (1/с) – напряжением 16,5 В.

566. Калий (работа выхода равна 2,20 эВ) освещается зеленым светом  $\lambda = 509$  нм. Определить максимально возможную кинетическую энергию фотоэлектронов.

567. Рубидий и натрий облучаются светом с длиной волны 0,620 мкм. (Работа выхода электронов из этих веществ соответственно 1,50 и 2,48 эВ.) Определить максимальные скорости фотоэлектронов.

568. Определить максимальные длины световых волн, при которых возможен фотоэффект у платины и цезия, работа выхода электронов для которых равна соответственно 6,30 и 1,88 эВ.

569. На поверхность металла падает свет с длиной волны  $\lambda = 0,100$  мкм. Красная граница фотоэффекта  $\lambda_0 = 0,300$  мкм. Какая доля энергии падающего фотона расходуется на сообщение электрону кинетической энергии?

570. Рубидий, цезий и натрий облучаются светом с длиной волны  $\lambda = 0,620$  мкм. Работы выхода электронов у этих металлов равны 1,53; 1,87 и 2,48 эВ соответственно. Определить максимальные скорости фотоэлектронов в этом опыте.

*В задачах 571–580 рассматривается эффект Комптона. В задачах используются корпускулярно-волновые представления о фотоне. Следует помнить, что для описания столкновения фотона с электроном необходимо использовать законы сохранения релятивистских импульса и энергии сталкивающихся частиц.*

571. Фотон, столкнувшись со свободным электроном, был рассеян на угол  $\theta = \pi/2$ . Определить импульс  $P$  (в МэВ/с), приобретенный электроном, если энергия фотона до рассеяния равнялась  $\varepsilon = 1,02$  МэВ.

572. Рентгеновское излучение ( $\lambda = 1,00$  нм) рассеивается электронами, которые можно считать практически свободными. Определить максимальную длину волны  $\lambda'$  рентгеновского излучения в рассеянном пучке.

573. Какая доля энергии фотона приходится при эффекте Комптона на электрон отдачи, если фотон рассеялся на угол  $\theta = \pi/2$ ? Энергия фотона до рассеяния  $\varepsilon = 0,510$  МэВ.

574. Определить максимальное изменение длины волны  $\Delta\lambda$  при комптоновском рассеянии на свободных электронах и свободных протонах.

575. Фотон с длиной волны  $\lambda = 15,0$  нм рассеялся на свободном электроне. Длина волны рассеянного фотона  $\lambda' = 16,0$  нм. Определить угол  $\theta$  рассеяния.

576. Фотон с энергией  $\varepsilon = 0,510$  МэВ был рассеян при эффекте Комптона на свободном электроне на угол  $\theta = 180^\circ$ . Определить кинетическую энергию  $T$  электрона отдачи.

577. В результате эффекта Комптона фотон с энергией  $\varepsilon = 1,02$  МэВ рассеян на свободном электроне на угол  $\theta = 150^\circ$ . Определить энергию  $\varepsilon'$  рассеянного фотона.

578. Определить угол  $\theta$ , на который был рассеян фотон с энергией  $\varepsilon = 1,53$  МэВ, если кинетическая энергия электрона отдачи  $T = 0,51$  МэВ.

579. Найти энергию налетающего фотона, если известно, что при рассеянии под углом  $\theta = 60,0^\circ$  на свободном электроне последний приобрел кинетическую энергию  $T = 0,450$  МэВ.

580. Фотон испытал рассеяние на свободном электроне. Найти импульс налетающего фотона, если энергия рассеянного фотона равна  $0,200$  МэВ и угол рассеяния  $\theta = 120^\circ$ .

**Алексей Алексеевич Харьков**  
**Владислав Георгиевич Дубровский**  
**Сергей Владимирович Спугай**

## **ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА**

**Учебно-методическое пособие**

Редактор *Н.В. Городник*  
Технический редактор *Н.В. Гаврилова*  
Обложка *А.В. Ладыжская*  
Компьютерная верстка *Г.И. Якименко*

---

Подписано в печать 13.12.2006. Формат 60 x 84 1/16. Бумага офсетная  
Тираж 500 экз. Уч.-изд. л. 3,25. Печ. л. 3,5. Изд. № 162  
Заказ № Цена договорная

---

Отпечатано в типографии  
Новосибирского государственного технического университета  
630092, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20