

С. Н. КРОХИН, Л. А. ЛИТНЕВСКИЙ

КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ

ЧАСТЬ 3

ОМСК 2019

Министерство транспорта Российской Федерации
Федеральное агентство железнодорожного транспорта
Омский государственный университет путей сообщения

С. Н. Крохин, Л. А. Литневский

КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ

Учебное пособие

Часть 3

Омск 2019

УДК 530.1(075.8)
ББК 22.3я73
К83

Крохин С. Н. **Краткий курс физики:** Учебное пособие. Часть 3 / С. Н. Крохин, Л. А. Литневский; Омский гос. ун-т путей сообщения. Омск, 2019. 46 с.

Учебное пособие содержит рабочую программу разделов «Волновая оптика», «Квантовая и атомная физика», «Элементы ядерной физики и физики элементарных частиц», «Физика твердого тела» дисциплины «Физика» и краткое теоретическое изложение основных вопросов этих разделов.

Приведены определения физических величин, их единицы измерения в системе СИ, основные законы физики. В каждом разделе подобран набор задач для самостоятельного решения.

Предназначено для самостоятельной работы студентов очной и заочной форм обучения.

Библиогр.: 10 назв. Рис. 12. Табл. 1. Прил. 1.

Рецензенты: доктор физ.-мат. наук, профессор Г. И. Косенко;
канд. физ.-мат. наук, доцент О. В. Гателюк.

ISBN 978-5-949-41228-2

© Омский гос. университет
путей сообщения, 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1. Рабочая программа дисциплины «Физика»	6
2. Волновая оптика.....	8
2.1. Теоретические сведения	8
2.2. Задачи для самостоятельного решения	16
3. Квантовая и атомная физика.....	16
3.1. Теоретические сведения.....	16
3.2. Задачи для самостоятельного решения	25
4. Элементы ядерной физики и физики элементарных частиц.....	26
4.1. Теоретические сведения.....	26
4.2. Задачи для самостоятельного решения	30
5. Физика твердого тела	31
5.1. Теоретические сведения.....	31
5.2. Задачи для самостоятельного решения	43
Библиографический список	44
Приложение. Справочные данные	45

ВВЕДЕНИЕ

Волновая оптика, квантовая, атомная, ядерная физика и физика элементарных частиц, физика твердого тела являются завершаемыми разделами курса физики, которыми студенты заканчивают изучение этого предмета в вузах.

Волновая оптика изучает оптические явления, в которых проявляется волновая природа света (дисперсия, интерференция, дифракция, поляризация). Квантовая оптика изучает явления, в которых проявляются квантовые свойства света (тепловое излучение, фотоэлектрический эффект, эффект Комптона и др.).

Физика атомов, молекул и их соединений, в частности кристаллов, а также атомных ядер и элементарных частиц изучается в квантовой, атомной, ядерной физике, физике элементарных частиц и физике твердого тела. В основе квантовой физики лежат представления Планка о дискретном характере изменения энергии атомов, Эйнштейна о фотонах, данные о квантованности некоторых физических величин (например, импульса и энергии). Основопологающей в квантовой физике является идея о том, что корпускулярно-волновая двойственность свойств, установленная для света, имеет универсальный характер. Все частицы, имеющие конечный импульс, обладают волновыми свойствами, и их движение сопровождается некоторым волновым процессом.

В основных учебных пособиях [1 – 5] вопросы по изучению физики излагаются подробно, часто с громоздкими математическими расчетами, что существенно затрудняет самостоятельную работу студентов.

В данном учебном пособии приведены рабочая программа разделов «Волновая оптика», «Квантовая и атомная физика», «Элементы ядерной физики и физики элементарных частиц», «Физика твердого тела», определения физических понятий, кратко излагаются основные физические законы и закономерности физики, приводится запись этих законов в математической форме.

Предлагаемое пособие поможет студентам в самостоятельном изучении курса физики в период экзаменационной сессии.

1. РАБОЧАЯ ПРОГРАММА ДИСЦИПЛИНЫ «ФИЗИКА»

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Показатель преломления света. Законы отражения и преломления света. Полное внутреннее отражение. Дисперсия света и ее электронная теория.

Принцип суперпозиции волн. Монохроматичность и когерентность световых волн. Метод Юнга. Интерференция света от двух точечных источников. Интерференция света в тонких пленках. Интерферометры.

Дифракция световых волн. Принцип Гюйгенса – Френеля. Метод зон Френеля. Дифракция света на круглом отверстии и диске. Дифракционная решетка.

Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Поляризация света при отражении и преломлении. Закон Брюстера. Поляризация света при двойном лучепреломлении. Закон Малюса. Искусственная оптическая анизотропия.

КВАНТОВАЯ И АТОМНАЯ ФИЗИКА

Противоречия классической физики. Тепловое излучение и его основные законы. Энергетическая светимость. Поглощательная и излучательная способности. Закон Кирхгофа. Закон Стефана – Больцмана. Закон смещения Вина. Формула Рэлея – Джинса. Квантовая гипотеза и формула Планка.

Корпускулярные свойства излучения. Фотоны. Энергия, импульс и масса фотона. Тормозное рентгеновское излучение. Фотоэффект и его основные законы. Уравнение Эйнштейна. Эффект Комптона. Давление света.

Гипотеза и формула де Бройля. Дифракция электронов. Соотношение неопределенностей Гейзенберга. Границы применимости классической механики.

Волновая функция и ее статистический смысл. Плотность вероятности. Уравнение Шредингера. Свободная частица. Туннельный эффект. Частица в «потенциальной яме». Квантование энергии и импульса частицы. Спектр энергий. Квантовый гармонический осциллятор. Нулевые колебания.

Атом водорода в квантовой механике. Энергетические уровни. Потенциалы возбуждения и ионизации атома. Спектральные серии линий. Квантовые числа. Спин электрона. Правила отбора. Многоэлектронные атомы. Принцип

Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям. Периодическая система элементов Менделеева.

Поглощение, спонтанное и вынужденное излучение. Инверсная населенность уровней. Лазер. Конструкция и принцип работы лазера. Свойства лазерного излучения. Практическое использование лазеров.

ЭЛЕМЕНТЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Заряд, размер и масса атомного ядра. Массовое и зарядовое числа. Состав ядра. Нуклоны. Взаимодействие нуклонов и понятие о свойствах и природе ядерных сил. Дефект массы и энергия связи ядра. Удельная энергия связи.

Радиоактивность. Закон радиоактивного распада.

Ядерные реакции и законы сохранения. Энергия реакции. Деление тяжелых ядер. Цепная реакция деления. Атомный реактор. Реакция синтеза атомных ядер. Проблема управляемых термоядерных реакций.

Элементарные частицы, их классификация и взаимные превращения. Типы фундаментальных взаимодействий. Лептоны, адроны, кварки и кванты фундаментальных полей – переносчиков взаимодействий. Частицы и античастицы. Единая теория взаимодействий.

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Зонная теория твердых тел. Распределение электронов в кристалле по квантовым состояниям (распределение Ферми – Дирака). Металлы, диэлектрики и полупроводники.

Тепловые свойства кристаллов. Закон Дюлонга – Пти. Фононы. Распределение фононов по энергиям (распределение Бозе – Эйнштейна). Квантовая теория теплоемкости кристаллов. Теплопроводность твердых тел.

Электропроводность металлов. Зависимость сопротивления металла от температуры. Сверхпроводимость. Высокотемпературные сверхпроводники.

Собственные и примесные полупроводники. Проводимость полупроводников и ее температурная зависимость. Терморезисторы.

Фотопроводимость полупроводников. Красная граница фотопроводимости. Полупроводниковые фотоэлементы.

Контакт электронного и дырочного полупроводников. Полупроводниковый диод, транзистор.

Термоэлектронная эмиссия и ее практическое применение. Контакт двух металлов. Термопара.

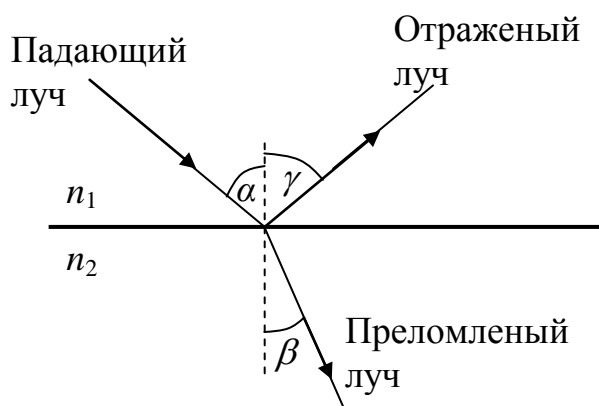
2. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

2.1. Теоретические сведения

По электромагнитной теории свет – это электромагнитная волна, которая в вакууме движется со скоростью $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, а в любой другой прозрачной среде скорость ее меньше.

Физическая скалярная величина, показывающая, во сколько раз скорость света в данной среде v меньше, чем в вакууме c , называется абсолютным показателем преломления среды $n = c/v$.

Если луч света попадает на границу раздела двух сред с разными показателями преломления n_1 и n_2 , то он частично отражается и частично преломляется.



α – угол падения, β – угол преломления, γ – угол отражения

Рис. 1

При этом справедливы законы геометрической оптики:

закон отражения: луч падающий, луч отраженный и перпендикуляр, проведенный в точку падения, лежат в одной плоскости, и угол падения α равен углу отражения γ ($\alpha = \gamma$);

закон преломления: луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный в точку падения, лежат в одной плоскости, и

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

Из выражения (1) следует, что если $n_2 > n_1$, то $\alpha > \beta$ всегда, значит, при этом всегда есть преломленный луч (рис. 2, а).

А если $n_1 > n_2$, то $\beta > \alpha$ (рис. 2, б). Тогда при определенном угле падения α_0 угол преломления может стать равным 90° ($\beta = 90^\circ$), т. е. преломленного луча не будет, будет только отраженный (рис. 2, в).

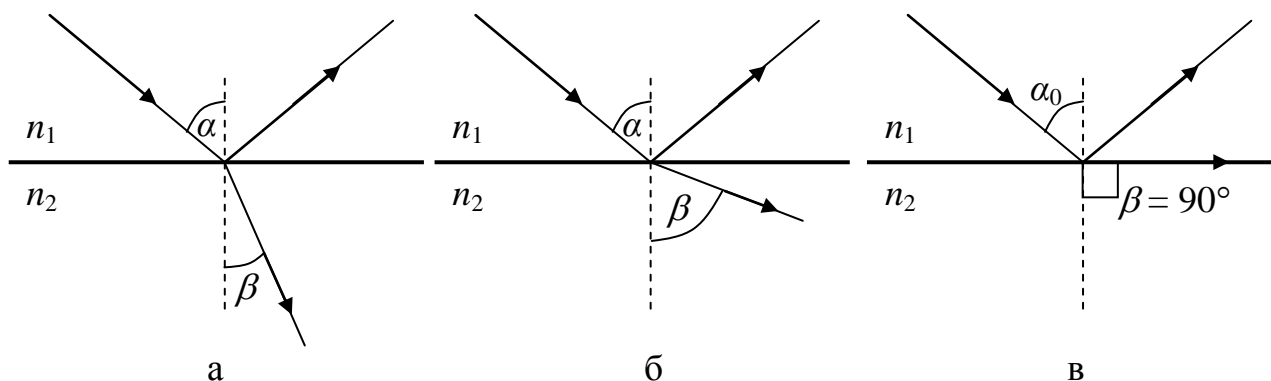


Рис. 2

Это явление называется полным внутренним отражением света, а угол падения α_0 называют предельным углом полного внутреннего отражения.

Явление полного внутреннего отражения электромагнитного излучения нашло широкое применение в медицине, оптоволоконной связи и в других областях.

Если на границу раздела двух сред направить электромагнитные волны с разными частотами (длинами волн), то они будут преломляться под разными углами, так как показатель преломления вещества зависит от частоты (длины волны) излучения.

Явление зависимости показателя преломления вещества от частоты электромагнитного излучения называется дисперсией. В области нормальной дисперсии показатель преломления уменьшается по мере снижения частоты (роста длины волн). Дисперсией объясняется экспериментальный факт, при котором в луче белого света, проходящего через стеклянную призму, на меньший угол от первоначального направления отклонится длинноволновая часть спектра (красный свет), а на больший угол – коротковолновая часть (фиолетовый свет).

Электромагнитные волны, распространяясь в пространстве, могут накладываться друг на друга. Результат наложения можно рассчитать по принципу суперпозиции: результирующее колебание в каждой точке представляет собой геометрическую сумму колебаний, соответствующих

каждой из складываемых волн. Амплитуда результирующего колебания значительно зависит от разности фаз складываемых волн.

Волны, у которых разность фаз не зависит от времени ($\Delta\varphi = \text{const}$), называются когерентными волнами (для этого необходимо, чтобы волны были монохроматическими (с одинаковой частотой) и разность начальных фаз у них была постоянной – $\Delta\varphi_0 = \text{const}$).

Явление наложения двух или нескольких когерентных волн друг на друга, при котором наблюдается устойчивая картина усиления (max) или ослабления (min) амплитуды результирующей волны, а следовательно, и перераспределение энергии и интенсивности волн, называется **интерференцией**.

Волны, у которых $\Delta\varphi \neq \text{const}$, называются некогерентными, в результате их сложения интерференционной картины не наблюдается, результирующая амплитуда во всех точках в среднем одинакова.

Результат интерференции когерентных волн существенно зависит от оптической разности хода лучей:

$$\Delta = s_2 - s_1, \quad (2)$$

где $s = n\ell$ – оптическая длина пути луча (ℓ – геометрическая длина пути луча). В точках, для которых выполняется условие

$$\Delta = \pm m\lambda, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

наблюдаются интерференционные максимумы. Следовательно, условие (3) является условием максимума интерференции.

В точках, для которых выполняется условие

$$\Delta = \pm \left(m - \frac{1}{2} \right) \lambda, \quad \text{где } m = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

наблюдаются интерференционные минимумы. Следовательно, условие (4) является условием минимума интерференции.

Целое число m в формулах (3), (4) называется, соответственно, порядком максимума или минимума интерференции.

Естественные источники света излучают некогерентные волны, так как возбужденные атомы излучают спонтанно и $\Delta\varphi_0 = f(t)$. Поэтому долгое время не удавалось наблюдать интерференцию видимых лучей. Первым наблюдал интерференцию световых волн английский физик Юнг. Он догадался разделить свет от

одного источника на части с помощью непрозрачной ширмы с параллельными щелями. В итоге лучи, идущие от щелей, становились когерентными и на экране наблюдалась типичная интерференционная картина (рис. 3).

Положение максимумов и минимумов на экране можно найти по формулам:

$$\begin{aligned} x_{\max} &= \pm \frac{L}{d} m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots; \\ x_{\min} &= \pm \frac{L}{d} \left(m - \frac{1}{2} \right) \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \end{aligned} \quad (5)$$

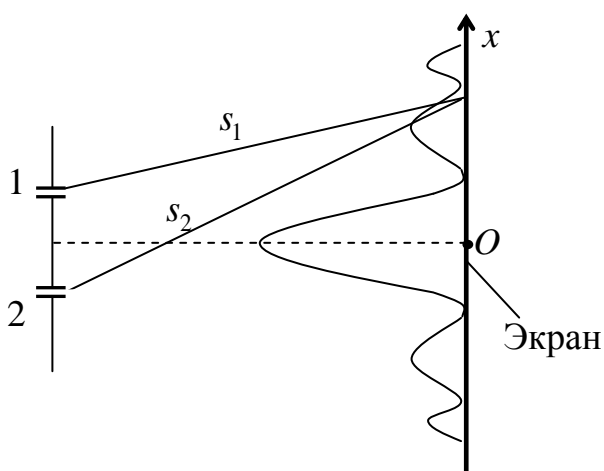


Рис. 3

где L – кратчайшее расстояние от щелей 1, 2 до экрана;

d – расстояние между щелями 1 и 2.

В реальном опыте Юнга волны, распространяющиеся от щелей, не являются плоскими – их амплитуда убывает с увеличением расстояния от щелей, поэтому интенсивность максимумов на экране убывает с ростом порядка m (см. рис. 3).

Из естественных проявлений интерференции света наиболее известно радужное окрашивание тонких пленок, возникающее в результате интерференции света, отраженного от верхней и нижней поверхностей пленки.

Наиболее простой для рассмотрения случай, когда параллельный пучок света падает под углом α на тонкую пленку постоянной толщины d .

Возникающая при этом оптическая разность хода отраженных (1 и 2) или проходящих (1' и 2') лучей (рис. 4) вычисляется по формуле:

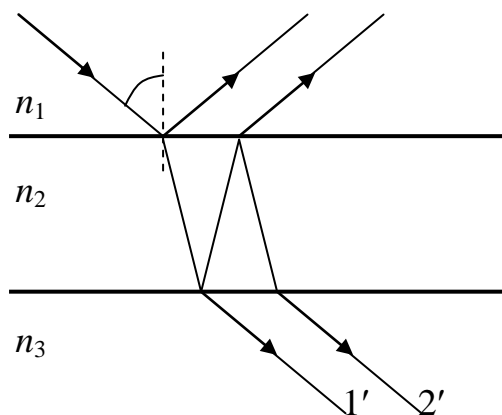


Рис. 4

$$\Delta = 2d \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} + \Delta_{\text{доп}}, \quad (6)$$

где $\Delta_{\text{доп}}$ – дополнительная разность хода, возникающая из-за отражения луча от оптически более плотной среды.

Правило: при отражении луча света от оптически более плотной среды фаза этого

луча меняется на 180° и к оптической длине пути этого луча s нужно добавить $\lambda/2$. При отражении от менее плотной среды и при преломлении потери фазы не происходит.

Далее расчет результатов интерференции проводят с учетом условий максимумов (3) и минимумов (4) интерференции.

Таким образом, при освещении тонкой пленки постоянной толщины параллельным пучком света она будет равномерно окрашена в тот цвет, для которого выполняется условие максимума (3).

Если на тонкую пленку постоянной толщины падает свет под разными углами, то на пленке наблюдаются интерференционные полосы в точках, куда свет упал под одинаковым углом – полосы равного наклона.

Если на тонкую пленку переменной толщины падает параллельный пучок света, то на пленке наблюдаются интерференционные полосы в точках, где толщина пленки одинаковая – полосы равной толщины.

При этом для монохроматического света это светлые и темные полосы, а для белого света – разноцветные полосы.

Частным случаем полос равной толщины являются кольца Ньютона – интерференционные полосы в форме колец, расположенных концентрически вокруг точки касания плосковыпуклой стеклянной линзы и параллельной стеклянной пластинки. Интерференция происходит в тонком (чаще воздушном) зазоре между линзой и пластинкой, который играет роль тонкой пленки переменной толщины (рис. 5).

Радиусы светлых (max) и темных (min) колец Ньютона для отраженных лучей (с учетом выражений (3), (4) и (6)) можно вычислить по формулам ($n_2 < n_1, n_3$):

$$\begin{aligned} r_{\text{м светлые}} &= \sqrt{\frac{R}{n_2} \left(m - \frac{1}{2} \right) \lambda}, \quad m = 1, 2, 3, \dots; \\ r_{\text{м темные}} &= \sqrt{\frac{R}{n_2} m \lambda}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (7)$$

Число m – номер соответствующего кольца Ньютона.

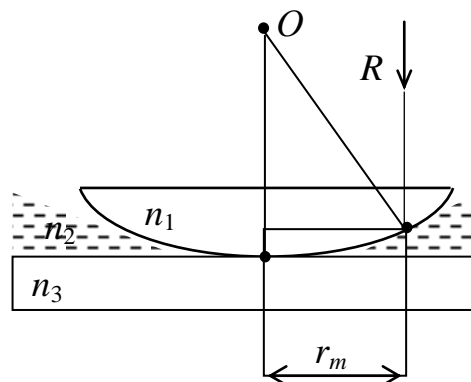


Рис. 5

Для проходящих лучей формулы для расчета светлых и темных колец (7) меняются местами.

При освещении тонких пленок белым светом наблюдаются разноцветные полосы. Это следствие наличия волн различной частоты в белом свете.

Явление интерференции широко используется в измерительных приборах, которые называются интерферометрами.

Геометрическая оптика применима в тех случаях, когда длина волны $\lambda \ll D$ (D – характерный размер предмета, который огибается волнами: диаметр отверстия, радиус кривизны края препятствия и т. п.). Если λ соизмерима с D , то наблюдается дифракция.

Дифракция – это явление огибания световыми волнами препятствий, соизмеримых с длиной волны.

Дифракцию можно объяснить с помощью принципа Гюйгенса – Френеля: каждая точка пространства, до которой дошел фронт волны в данный момент времени, сама становится источником вторичных волн; огибающая этих волн представляет фронт волны в новый момент времени; вторичные волны являются когерентными и в дальнейшем, накладываясь друг на друга, образуют интерференционную (дифракционную) картину.

Дифракцию в расходящихся лучах (в ближней волновой зоне) называют дифракцией Френеля, а дифракцию в параллельных лучах (в дальней волновой зоне) называют дифракцией Фраунгофера.

Дифракцию Фраунгофера часто наблюдают на дифракционной решетке – это прозрачная пластинка с нанесенными на нее параллельными непрозрачными полосами. Количество полос, приходящееся на единицу длины

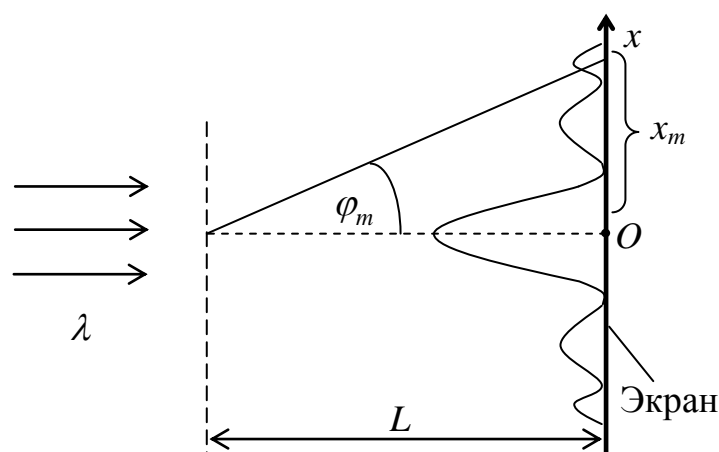


Рис. 6

решетки, n связано с постоянной (периодом) дифракционной решетки d соотношением $d = 1/n$.

Параллельный пучок монохроматического света падает нормально на дифракционную решетку (рис. 6). Вторичные источники (прозрачные участки решетки) дают когерентные волны, которые в дальнейшем на экране,

накладываясь друг на друга, образуют интерференционную (дифракционную) картину.

Положение дифракционных максимумов на экране можно вычислить по формулам:

$$\begin{aligned}d \sin \varphi_m &= \pm m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots; \\ \operatorname{tg} \varphi_m &= \frac{x_m}{L},\end{aligned}\tag{8}$$

где φ_m – угол дифракции – угол отклонения лучей от первоначального направления и попадания на экран в точку с максимумом m ;

m – номер максимума на экране ($m = 0$ – нулевой или центральный максимум);

x_m – расстояние на экране от центра дифракционной картины до максимума с номером m ;

L – расстояние от дифракционной решетки до экрана.

Наибольший порядок максимума на дифракционной решетке можно наблюдать для $m_{\max} = \frac{d}{\lambda}$. Тогда общее количество максимумов, которые можно наблюдать на экране, $N = 2m_{\max} + 1$.

Если на дифракционную решетку падает белый свет, то на экране наблюдаются дифракционные спектры (в центре – белая полоса, а далее слева и справа – спектры – от фиолетового до красного).

Свет – это электромагнитная волна, в которой совершаются колебания векторов напряженностей электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей.

Свет, в котором колебания вектора \vec{E} упорядочены каким-либо образом, например, происходят в одном направлении, называется *поляризованным*. Если вектор \vec{E} колеблется в одной плоскости, то волну называют *линейно-* или *плоскополяризованной*, а плоскость – *плоскостью поляризации*.

Если результирующий вектор \vec{E} излучения неупорядоченно колеблется во всех направлениях, перпендикулярных направлению распространения волны, то свет называется *неполяризованным* (*естественным*).

При любых углах падения на границу раздела сред, кроме нормального падения, преломление света сопровождается изменением состояния поляризации света. В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения, а в преломленном – параллельные ей. Степень поляризации зависит от угла падения.

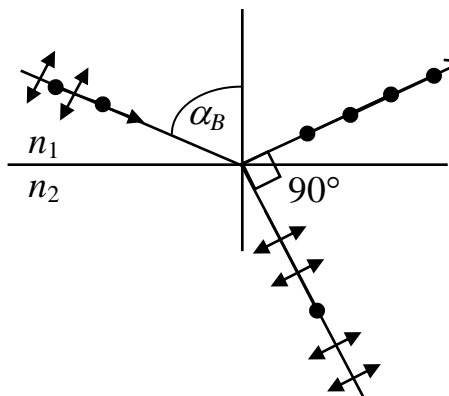


Рис. 7

Наиболее сильное изменение поляризации происходит, когда свет падает под углом Брюстера α_B , при котором отраженный от диэлектрика свет полностью поляризован (рис. 7). Стрелками на луче указано направление колебаний вектора напряженности электрического поля \vec{E} , если они происходят в плоскости рисунка, и точками, если перпендикулярны ей.

Для α_B выполняется закон Брюстера:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} \quad (9)$$

(при этом угол между отраженным и преломленным лучами составляет 90°).

Это явление используют для получения линейно поляризованного света.

Простейшие устройства для получения и преобразования линейно поляризованного света называют линейными поляризаторами. Они пропускают только волну или компонент волны, в которой вектор \vec{E} колеблется параллельно плоскости, называемой плоскостью пропускания. Любой поляризатор может быть использован как анализатор – устройство для анализа поляризации света.

Если плоскость поляризации падающего на анализатор A линейно поляризованного света с интенсивностью I_1 (рис. 8) образует угол α с плоскостью пропускания анализатора, то интенсивность прошедшей волны определяется законом Малюса:

$$I_2 = I_1 \cdot \cos^2 \alpha. \quad (10)$$

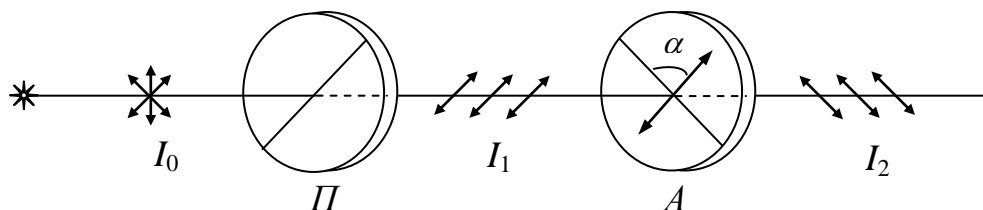


Рис. 8

Если падающий на поляризатор с интенсивностью I_0 свет не поляризован (естественный), то все значения угла α равновероятны, следовательно, интен-

сивность света, прошедшего через поляризатор Π (см. рис. 8), будет пропорциональна среднему значению $\langle \cos^2 \alpha \rangle$, которое равно $\frac{1}{2}$, тогда $I_1 = I_0 / 2$.

2.2. Задачи для самостоятельного решения

1) В установке при выполнении опыта Юнга расстояние между двумя щелями равно 2 мм, экран расположен на расстоянии 4 м от щелей. Определить расстояние между темными интерференционными полосами на экране, если щели освещаются красным светом длиной волны 700 нм. Если на пути одного из интерферирующих лучей поместить тонкую стеклянную пластинку с показателем преломления 1,5, то интерференционная картина на экране сместится на 10 полос. Найти толщину этой пластинки.

2) На поверхность стеклянного объектива нанесена тонкая прозрачная пленка с показателем преломления 1,3. Пленка освещается параллельным пучком белого света, падающим на нее нормально. Какова минимальная толщина пленки, при которой она в отраженных лучах оказывается окрашенной в красный свет длиной волны 640 нм? В какой цвет окрашена пленка в проходящем свете?

3) Дифракционная решетка содержит 1200 штрихов на 1 мм. На нее падает нормально параллельный пучок белого света. Какой наибольший порядок спектра дает эта решетка? Каково угловое расстояние между границами этого спектра?

4) Предельный угол полного внутреннего отражения света некоторого вещества равен 45° . Чему равен угол полной поляризации для этого вещества?

5) Определить, во сколько раз ослабевает свет, проходя через два поляроида, плоскости поляризации которых составляют угол 63° , причем в каждом из поляроидов теряется 10 % падающего света.

3. КВАНТОВАЯ И АТОМНАЯ ФИЗИКА

3.1. Теоретические сведения

Любое нагретое тело излучает электромагнитные волны. Свойства теплового излучения (интенсивность, диапазон длин волн, распределение интенсивности излучения по длинам волн) определяются характеристиками поверхности тела и его температурой. Наиболее простой моделью нагретых тел является модель абсолютно черного тела (АЧТ). Свойства излучения АЧТ определяются только его температурой.

Энергетической светимостью R_{τ} называется энергия, испускаемая в единицу времени единицей поверхности излучающего тела по всем направлениям в пределах телесного угла 2π , т. е. в пределах полупространства,

$$R_{\tau} = \frac{dW}{dSdt}, \quad [R] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}. \quad (11)$$

Излучательной способностью (спектральной плотностью энергетической светимости) $\varepsilon_{\tau}(\omega)$ называется энергетическая светимость нагретого тела в узком интервале частоты $d\omega$, принадлежащем диапазону $(\omega; \omega+d\omega)$, отнесенная к интервалу $d\omega$:

$$\varepsilon_{\tau}(\omega) = \frac{dR_{\tau}}{d\omega}. \quad (12)$$

Смысл спектральной плотности энергетической светимости $\varepsilon_{\tau}(\omega)$ можно сформулировать следующим образом: произведение $\varepsilon_{\tau}(\omega)d\omega$ представляет собой энергию, излучаемую с единицы поверхности в единицу времени в интервале частоты $d\omega$ вблизи частоты ω .

Очевидно, что интегрирование спектральной плотности энергетической светимости (излучательной способности) по всему диапазону частоты излучения дает энергетическую светимость

$$R_{\tau} = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\tau}(\omega) d\omega. \quad (13)$$

Поглощательной способностью (коэффициентом поглощения) $a_{\tau}(\omega)$ называется безразмерная физическая величина, показывающая, какая часть падающего на тело излучения из узкого интервала частоты $d\omega$, принадлежащего диапазону $(\omega; \omega+d\omega)$, будет поглощена телом.

Для излучения тел справедлив так называемый закон Кирхгофа: отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от природы тел и является универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры – функцией Кирхгофа:

$$\frac{\varepsilon_{\tau}(\omega, T)}{a_{\tau}(\omega, T)} = f_{\tau}(\omega, T). \quad (14)$$

Поскольку АЧТ поглощает все падающее на него излучение, то очевидно, что для АЧТ поглощательная способность $a_{\tau} = 1$, а излучательная способность совпадает с универсальной функцией Кирхгофа $\varepsilon_{\tau}(\omega, T) = f_{\tau}(\omega, T)$.

Излучательная способность тел, свойства которых близки к свойствам АЧТ (а значит, и универсальная функция Кирхгофа) измеряется экспериментально.

Из анализа экспериментальных данных для АЧТ были получены:

закон Стефана – Больцмана –

$$R_{\tau} = \sigma T^4; \quad (15)$$

закон смещения Вина –

$$\lambda_{\max} T = b, \quad (16)$$

где $\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$; $b = 0,0029 \text{ м} \cdot \text{К}$.

Многочисленные попытки в конце XIX в. теоретически получить универсальную функцию Кирхгофа заканчивались не просто неудачей, но и приводили к непреодолимым противоречиям. (В историю физики эти противоречия вошли под названием ультрафиолетовая катастрофа.)

К середине XIX в. были хорошо изучены оптические (волновые) свойства излучения: интерференция, дифракция и т. д. Однако к концу XIX в. были обнаружены явления, явно противоречащие волновым представлениям о природе излучения. Чтобы разрешить противоречия, Макс Планк в 1900 г. высказал гипотезу о том, что излучение поглощается и испускается (а позже было признано, что и распространяется) порциями (квантами, корпускулами), т. е. особыми частицами (эти частицы позже были названы фотонами), энергия, масса и импульс которых неразрывно связаны с их волновыми характеристиками:

$$\begin{aligned} W_{\phi} &= h\nu = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda} = mc^2; \\ p &= \frac{h}{\lambda} = \hbar k. \end{aligned} \quad (17)$$

Таким образом, оказалось, что излучение – это поток частиц (корпускул, квантов) – фотонов, которым при этом присущи и волновые свойства.

Свойства фотонов как частиц достаточно необычны. Так, фотоны не имеют массы покоя, движутся только со скоростью света, имеют энергию, импульс, спин, релятивистскую массу, но вместе с тем могут интерферировать. Кроме того, фотоны могут поглощаться частицами вещества, исчезая при этом, а их энергия, импульс, момент импульса переходят к поглотившим их частицам.

Исторически сложилось так, что раньше обратили внимание на волновые свойства фотонов, позднее были открыты явления, где проявляются квантовые (корпускулярные, дискретные) свойства излучения (тепловое излучение, фотоэффект, эффект Комптона и др.) и объяснение которых возможно только в рамках квантовых представлений о природе излучения.

Несмотря на необычность ряда свойств фотонов эти частицы, безусловно, подчиняются фундаментальным законам природы: законам сохранения энергии, импульса, момента импульса.

Лишь после того, как Макс Планк сформулировал знаменитую гипотезу (носящую его имя) о дискретном характере излучения энергии нагретыми телами, им была получена формула (формула Планка), идеально соответствующая экспериментальному графику универсальной функции Кирхгофа:

$$f_{\tau}(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \left(e^{\hbar \omega / kT} - 1 \right)^{-1}. \quad (18)$$

Гипотеза Планка и понимание природы излучения были первым шагом к возникновению отдельного раздела знаний: квантовой физики.

Явление внешнего фотоэффекта заключается в вырывании электронов с поверхности металла фотонами излучения (света). Как правило, один фотон выбивает один электрон. Закон сохранения энергии, записанный для электрона, поглотившего фотон, получил название уравнения Эйнштейна для фотоэффекта:

$$W_{\phi} = A_{\text{вых}} + W_{k \text{ max}}, \quad (19)$$

где $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона из металла;

$W_{k \text{ max}}$ – максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона.

Фотоэффект не наблюдается, если энергия фотона меньше работы выхода. Предельное (граничное) значение энергии фотона (частоты, длины

волны соответствующего излучения) называется красной границей внешнего фотоэффекта и определяется условием $W_{\text{ф гр}} = A_{\text{вых}}$.

Как правило, красная граница фотоэффекта находится в ультрафиолетовом или в фиолетовом диапазоне длин волн.

Эффект Комптона заключается в появлении в рассеянном излучении волн большей длины по сравнению с падающим излучением и связан с рассеиванием фотонов на свободных электронах. Объяснить эффект Комптона с волновой точки зрения невозможно.

Для элементарного акта рассеяния фотона на свободном электроны выполняются законы сохранения энергии и импульса:

$$\begin{cases} W_{\text{ф}} = W'_{\text{ф}} + W_{ke}; \\ \vec{p}_{\text{ф}} = \vec{p}'_{\text{ф}} + \vec{p}_e. \end{cases} \quad (20)$$

Решая систему уравнений (20), можно получить, что изменение длины волны рассеянного излучения по сравнению с падающим излучением зависит только от угла φ , под которым рассеивается фотон. Обычно записывают выражение не для «новой» длины волны, а для разности между длинами волн рассеянного и основного излучения:

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\varphi), \quad (21)$$

где $\lambda_c = 2,42 \cdot 10^{-12}$ м называется комptonовской длиной волны электрона.

Изменение длины волны в абсолютных числах столь мало, что эффект Комптона заметен лишь для коротковолнового (жесткого) рентгеновского излучения, тем не менее он является неопровержимым доказательством квантовых (корпускулярных) свойств излучения.

В 1924 г. Луи де Бройль выдвинул гипотезу о том, что частицам вещества присущи волновые свойства. Луи де Бройль предложил сопоставить движению частицы волну (так называемую волну де Бройля), длину волны которой по аналогии со световыми квантами (см. формулу (17)) можно вычислить по уравнению:

$$\lambda_B = \frac{h}{mv}. \quad (22)$$

Наличие волновых свойств у частиц вещества означает, что поведение частиц можно понять и описать, рассматривая поведение сопоставленных им волн де Бройля.

В 1927 г. гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально.

Соотношение неопределенностей Гейзенберга, записанное для координаты и проекции импульса:

$$\Delta x \Delta p_x \geq h, \quad (23)$$

означает, что у микрочастицы не могут быть измерены одновременно точное значение координаты частицы и проекция ее импульса на эту же ось координат. Разумеется, что такие же соотношения можно записать и для других осей. По сути, соотношение (23) определяет также минимально возможное значение проекции импульса частицы, движение которой ограничено интервалом Δx .

Соотношение неопределенностей Гейзенберга можно записать также для энергии и времени:

$$\Delta W \Delta t \geq h. \quad (24)$$

Соотношение (24) связывает время жизни микрочастицы на энергетическом уровне и ширину (неопределенность, погрешность энергии) уровня.

Поведение квантовых микрочастиц описывается уравнением Шредингера, решением которого является волновая функция $\psi_{(x,y,z,t)}$, которую часто называют амплитудой вероятности. Физическим смыслом обладает не сама волновая функция, а квадрат ее модуля: квадрат модуля волновой функции равен плотности вероятности обнаружить частицу в момент времени t в элементе объема $dV = dxdydz$ в окрестностях точки с координатами x, y, z .

Из физического смысла следует объяснение свойств волновой функции: конечность, однозначность, непрерывность.

Если квантовая частица свободная, то ее поведение описывается волновой функцией, для которой не накладываются ограничения на ее энергию, импульс и другие характеристики частиц, т. е. энергетический спектр свободной частицы является непрерывным (не квантуется).

Если частица находится в потенциальной яме, то энергия (импульс, волновое число и т. п.) такой частицы квантуется, т. е. принимает дискретный набор значений. В зависимости от формы потенциальной ямы квантование энергии происходит по-разному.

Так, для частицы массой m , находящейся в бесконечно глубокой одномерной прямоугольной потенциальной яме шириной L , энергия принимает дискретные значения:

$$W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} n^2, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots, \infty. \quad (25)$$

Квантованные значения энергии W_n называются уровнями энергии, а число n – главным квантовым числом. Состояние с $n = 1$ (для атома водорода) называется основным, а все остальные – возбужденными.

Собственные значения энергии квантового гармонического осциллятора, совершающего гармонические колебания с частотой ω_0 , вычисляются по формуле:

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots, \infty. \quad (26)$$

Из формулы (26) видно, что энергетический спектр квантового гармонического осциллятора дискретен (энергетический спектр классического гармонического осциллятора является непрерывным).

Состояния с $n \geq 1$ являются возбужденными. Для перехода между уровнями энергии гармонического осциллятора выполняется правило отбора $\Delta n = \pm 1$. Такие переходы называются разрешенными, а все остальные – запрещенными. Запрещенные переходы на самом деле происходят, но их вероятность очень мала.

Минимальная энергия $W_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega_0$ называется энергией нулевых колебаний. Существование энергии нулевых колебаний означает, что осциллятор не может находиться на дне потенциальной ямы и является следствием соотношения неопределенностей. Энергия основного уровня соответствует наименьшему возможному значению энергии квантовомеханической системы, совместимому с соотношением неопределенностей.

Известно, что большая часть окружающего нас вещества состоит из молекул, которые в свою очередь состоят из атомов. Если движение макроскопических тел можно с разумной точностью описать при помощи классической механики, то движения атомов в молекулах и электронов в атомах без квантовой механики понять нельзя даже приближенно.

Простейшей квантовой системой, содержащей один электрон, является атом водорода. Состояние электрона в атоме водорода или в водородоподобном (т. е. содержащем только один электрон) ионе определяется набором

четырёх квантовых чисел: главное квантовое число n , определяющее энергию электрона в атоме; орбитальное (азимутальное) квантовое число ℓ , определяющее форму электронной орбитали; магнитное квантовое число m , определяющее ориентацию электронной орбитали по отношению к какому-нибудь направлению (например, магнитному полю) и магнитное спиновое число m_s , определяющее ориентацию спина электрона в пространстве (например, по отношению к магнитному полю). Каждое квантовое число соответствует физической величине, значение которой точно определено в данном состоянии.

На рис. 9 представлен энергетический спектр атома водорода.

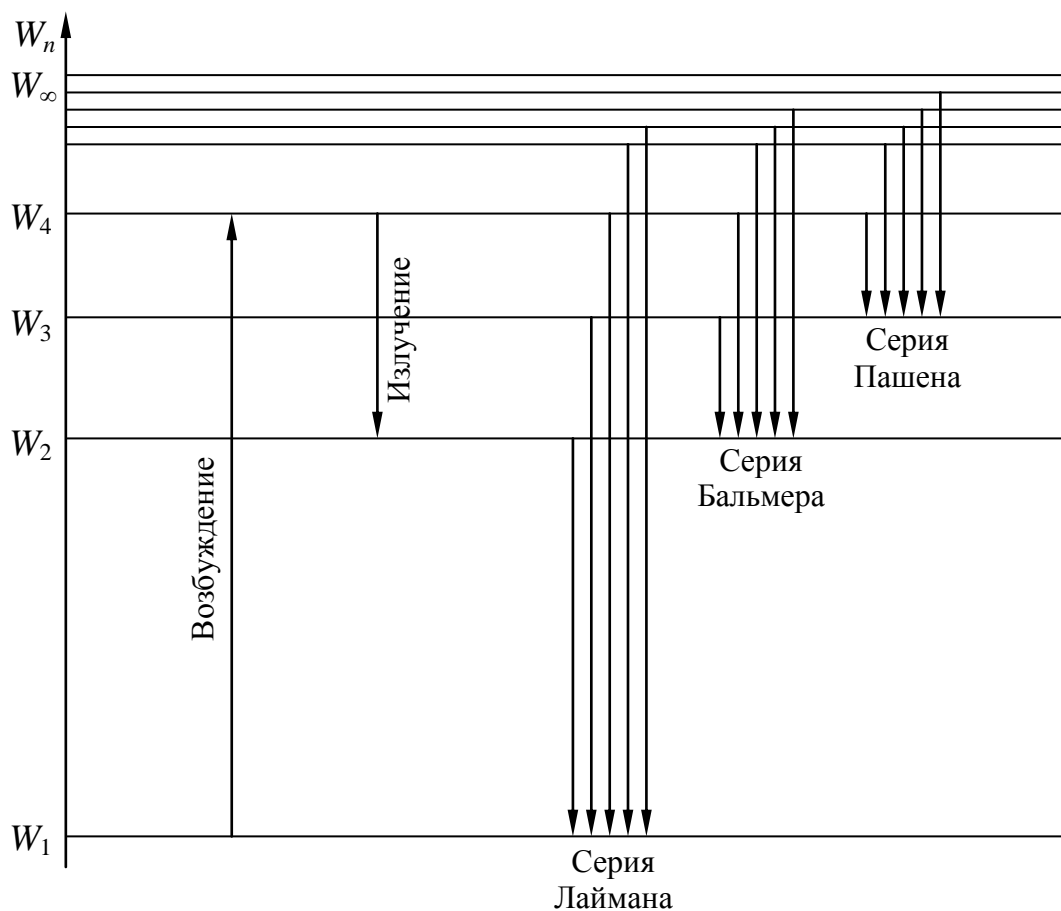


Рис. 9

Собственные значения энергии атома водорода определяются его главным квантовым числом n :

$$W_n = -\frac{W_i}{n^2}, \text{ где } n = 1, 2, \dots, \infty. \quad (27)$$

Величина W_i называется энергией ионизации, ее численное значение для атома водорода равно 13,6 эВ.

Энергетическое состояние электрона W_1 ($n = 1$) называется основным или невозбужденным состоянием. Здесь электрон может находиться неограниченно долго. Если такому электрону сообщить дополнительную энергию $W_{\text{доп}}$, то он может перейти на один из вышележащих энергетических уровней W_m .

$$W_{\text{доп}} = W_m - W_1. \quad (28)$$

Этот процесс называется возбуждением атома, а энергетические состояния (уровни энергии) с $n > 1$ – возбужденными. В любом возбужденном состоянии электрон может находиться очень короткое время ($\sim 10^{-9}$ с), после чего он спонтанно (самопроизвольно) переходит на один из нижележащих уровней.

При этом электрон теряет энергию в виде высокочастотной электромагнитной волны, квантом которой является фотон. Следовательно, при переходе электрона с вышележащего уровня на какой-либо нижележащий излучается фотон (см. рис. 9), длину волны которого можно подсчитать по формуле:

$$W_{\phi} = \frac{hc}{\lambda_{mn}} = W_m - W_n, \quad (29)$$

где λ_{mn} – длина волны излучения, появляющегося при переходе электрона из состояния W_m в состояние W_n (значение энергий W_m и W_n вычисляют по формуле (27)).

Серия (группа) спектральных линий, возникающая при переходе электрона из любого возбужденного состояния в основное ($n = 1$), называется серией Лаймана (см. рис. 9). Все длины волн этой серии меньше коротковолновой границы видимого света (соответствующей фиолетовому цвету), поэтому серия Лаймана соответствует ультрафиолетовой области излучения.

Серия (группа) спектральных линий, возникающая при переходе электрона из возбужденных состояний с $n \geq 3$ в состояние с $n = 2$, называется серией Бальмера (см. рис. 9). Все длины волн этой серии соответствуют видимой части излучения (от фиолетового цвета до красного).

Серия (группа) спектральных линий, возникающая при переходе электрона из возбужденных состояний с $n \geq 4$ в состояние с $n = 3$, называется

серией Пашена (см. рис. 9). Все длины волн этой серии больше длинноволновой границы видимого света (соответствующей красному цвету), поэтому серия Пашена соответствует инфракрасной области излучения.

В любой спектральной серии есть излучение с минимальной λ_{\min} и максимальной λ_{\max} длиной волны. Из формулы (29) видно, что $(\lambda_{mn})_{\min}$ будет соответствовать переходу электрона с самого верхнего энергетического состояния W_{∞} на нижний уровень в данной серии, а $(\lambda_{mn})_{\max}$ будет соответствовать переходу электрона с ближайшего верхнего уровня на нижний уровень в данной серии.

Переходы электрона с уровня на уровень ограничены так называемыми правилами отбора, которые являются следствием законов сохранения. Для атома водорода это правило заключается в том, что орбитальное квантовое число при переходе должно изменяться (уменьшаться или увеличиваться) только на единицу ($\Delta\ell = \pm 1$).

3.2. Задачи для самостоятельного решения

1) Фотон с энергией 10 эВ падает на серебряную пластину и вызывает фотоэффект. Определить импульс, полученный пластиной, если принять, что направления движения фотона и фотоэлектрона лежат на одной прямой, перпендикулярной поверхности пластины.

2) Фотон рассеивается на свободном электроны. Длина волны фотона до рассеяния была равна 4,13 пм. Кинетическая энергия электрона отдачи оказалась равной 0,144 МэВ. Найти угол рассеяния фотона.

3) При анализе рассеяния альфа-частиц на ядрах (опыты Резерфорда) прицельные расстояния принимались порядка 0,1 нм. Волновые свойства альфа-частиц, имеющих кинетическую энергию 7,7 МэВ, при этом не учитывались. Допустимо ли это?

4) Размер ядра имеет порядок 10 фм. Найти минимальную массу частицы, которая может находиться в ядре.

5) В каких пределах должны лежать значения длины волн монохроматического света, чтобы при возбуждении атомов водорода квантами этого света наблюдались три спектральные линии? Вычислить длину волны линии, принадлежащей к серии Бальмера. Решение задачи пояснить схемой.

4. ЭЛЕМЕНТЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

4.1. Теоретические сведения

Ядро любого атома положительно заряжено и занимает небольшой объем атома, находясь в его центре (линейный размер ядер составляет величину $\sim 10^{-15}$ м). В ядре сосредоточена практически вся масса атома (масса легких электронов во много раз меньше массы ядра).

Символически любое ядро можно записать в виде ${}_Z^AX$, где Z – порядковый номер атома в периодической системе элементов Менделеева или зарядовое число ядра; A – массовое число ядра или масса ядра в атомных единицах массы ($1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$).

Ядра, имеющие одинаковое зарядовое число Z , но разные массовые числа A , называются **и з о т о п а м и**. Например, изотопы водорода: ${}_1^1H$ – протий, ${}_1^2H$ – дейтерий (дейтон), ${}_1^3H$ – тритий).

Российский физик Д. Д. Иваненко предложил модель ядра: в любом ядре атома находятся **н у к л о н ы**: положительно заряженные протоны p и нейтральные нейтроны n .

В ядре действуют особые силы – силы внутриядерного взаимодействия. Это взаимодействие носит характер притяжения; оно короткодействующее (радиус действия ограничен размером ядра $\sim 10^{-15}$ м); не зависит от заряда нуклонов; обладает свойством насыщения (каждый нуклон взаимодействует с ограниченным числом нуклонов в ядре); ядерные силы не являются центральными.

Японский физик Юкава выдвинул гипотезу об обменном характере взаимодействия между нуклонами посредством частиц с массой, в 200 – 300 раз превышающей массу электрона. Экспериментально такие частицы (π -мезоны) были зафиксированы, что подтвердило модель ядра Д. Д. Иваненко и гипотезу Юкавы.

В любом ядре ${}_Z^AX$ величина Z показывает количество протонов в ядре, а количество нейтронов в ядре можно вычислить по уравнению $N = A - Z$. При этом масса ядра $M_{\text{я}}$ оказывается меньше суммарной массы нуклонов, входящих в состав этого ядра. Существует **д е ф е к т м а с с ы ядра**

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}}, \quad (30)$$

который согласно выводам специальной теории относительности обуславливает энергию связи нуклонов в ядре:

$$\Delta W_{\text{св}} = c^2 \Delta m = c^2 (Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}}) - \quad (31)$$

это энергия, которую нужно сообщить ядру, чтобы развалить его на составные части (нуклоны).

Наиболее выгодное состояние с точки зрения минимума энергии занимают ядра, находящиеся в середине таблицы Менделеева.

При этом легкие ядра стремятся к синтезу (термоядерный синтез), а тяжелые ядра – к распаду (радиоактивный распад).

Закон радиоактивного распада ядер имеет вид:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t) = N_0 2^{-t/T_{1/2}}, \quad (32)$$

где N_0 – первоначальное количество радиоактивных ядер;

N – количество ядер к моменту времени t ;

λ – постоянная радиоактивного распада;

$T_{1/2}$ – период полураспада радиоактивных ядер (время, за которое распадается половина (50 %) ядер).

При радиоактивном распаде наблюдается α -, β - и γ -излучения.

α -частица – это ядро атома гелия ${}^4_2\text{He} = {}^4_2\alpha$, поэтому при α -распаде ядра зарядовое число ядра Z уменьшается на две единицы, а массовое число уменьшается на четыре единицы:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^4_2\alpha + {}^{A-4}_{Z-2}Y, \quad (33)$$

где ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ – дочернее (образовавшееся) ядро.

β -частица – это электрон, поэтому при β -распаде ядра зарядовое число Z возрастает на одну единицу, а массовое число остается практически неизменным ($m_e \ll A$):

$${}^A_Z X \rightarrow {}^0_{-1}e + {}^A_{Z+1}Y. \quad (34)$$

При этом следует заметить, что электронов в ядре нет. Протоны в ядрах – стабильные частицы, а вот нейтроны распадаются (период полураспада нейтронов $T_{1/2} \approx 14$ мин):

$${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e + {}_0^0\tilde{\nu}, \quad (35)$$

где ${}_0^0\tilde{\nu}$ – электронное антинейтрино.

γ -излучение – это поток фотонов, которые излучаются возбужденными ядрами (при этом ни заряд, ни массовое число ядра не изменяются).

При бомбардировке ядер какими-либо частицами возможно протекание ядерных реакций:

$${}_{Z_1}^{A_1}X + {}_{Z_2}^{A_2}Y \rightarrow {}_{Z_3}^{A_3}B + {}_{Z_4}^{A_4}C. \quad (36)$$

При этом выполняются законы сохранения заряда и массового числа:

$$\begin{aligned} Z_1 + Z_2 &= Z_3 + Z_4; \\ A_1 + A_2 &= A_3 + A_4. \end{aligned} \quad (37)$$

Если одна из образовавшихся частиц ${}_{Z_3}^{A_3}B$ – это α -частица, протон, нейтрон, электрон или т. п., то можно идентифицировать ядро ${}_{Z_4}^{A_4}C$.

Кроме уже известных частиц (электрон, протон, нейтрон) в космических лучах и в экспериментах на ускорителях заряженных частиц было обнаружено большое количество новых частиц, которые назвали элементарными частицами (таблица).

В настоящее время строгой классификации элементарных частиц (типа таблицы Менделеева) не существует.

Элементарные частицы можно объединить в три группы: фотоны, лептоны и адроны. Элементарные частицы, отнесенные к каждой из этих групп, обладают общими свойствами и характеристиками, которые отличают их от частиц другой группы.

Классификация элементарных частиц

Группа	Название частицы		Заряд в ед. e	Масса покоя в ед. m_e	Спин в ед. \hbar	Лептон- ный заряд	Барион- ный заряд
Фотоны	Фотон		0	0	1	0	0
Лептоны	Электрон		1	1	$\frac{1}{2}$	+1	0
	Эл. нейтрино		0	0	$\frac{1}{2}$	+1	0
	Мюон		1	206,8	$\frac{1}{2}$	+1	0
	Мюон. нейтрино		0	0	$\frac{1}{2}$	+1	0
	Таон		1	3487	$\frac{1}{2}$	+1	0
	Таон. нейтрино		0	0	$\frac{1}{2}$	+1	0
Адроны	Мезоны		0	264,1–	0	0	0
			1	–1074			
	Барионы	протон	1	1836	$\frac{1}{2}$	0	+1
		нейтрон	0	1838	$\frac{1}{2}$	0	+1
		гипероны	0 1	2183– 3273	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	0	+1

К группе ф о т о н о в относится единственная частица – ф о т о н, который переносит электромагнитное взаимодействие, хотя в электромагнитном взаимодействии участвуют в той или иной степени все частицы, как заряженные, так и нейтральные (кроме нейтрино). Спин фотона равен 1.

К группе л е п т о н о в относятся электрон, мюон, таон, соответствующие им нейтрино и их античастицы. Все лептоны имеют спин, равный $1/2$.

Лептонам приписывают так называемый л е п т о н н ы й з а р я д: для лептонов он равен +1, для антилептонов он равен –1, для всех остальных элементарных частиц он равен 0.

Для лептонного заряда существует з а к о н с о х р а н е н и я: в замкнутой системе при любых процессах взаимопревращаемости элементарных частиц лептонный заряд сохраняется.

Основную часть элементарных частиц составляют а д р о н ы. К этой группе относятся мезоны, нуклоны (протон, нейтрон) и гипероны, а также их античастицы. Мезоны имеют спин, равный 0, спин барионов равен $1/2$ или $3/2$.

Адронам приписывают б а р и о н н ы й з а р я д: для всех барионов он равен +1, для антибарионов он равен –1, для мезонов и их античастиц он равен 0.

Для барионного заряда существует з а к о н с о х р а н е н и я: в замкнутой системе при любых процессах взаимопревращения элементарных частиц барионный заряд сохраняется.

В последние годы увеличение числа элементарных частиц происходит в основном вследствие расширения группы адронов.

Поэтому развитие работ по их классификации все время сопровождалось поисками новых, более фундаментальных частиц, которые могли бы служить базисом для построения всех частиц.

Гипотеза о существовании таких «суперэлементарных» частиц, названных кварками, была высказана в 1964 г. Цвейгом и Гелл-Манном. Согласно кварковой модели фотон и лептоны являются элементарными частицами, а все адроны состоят из трех кварков, имеющих дробные электрический $\left(+\frac{1}{3}\left(-\frac{1}{3}\right); +\frac{2}{3}\left(-\frac{2}{3}\right)\right)$ и барионный $\left(+\frac{1}{3}\left(-\frac{1}{3}\right)\right)$ заряды. (Каждому кварку соответствует свой антикварк).

В настоящее время признана точка зрения, что между лептонами и кварками существует симметрия: число лептонов должно быть равно числу типов кварков. В 1977 г. был открыт еще один кварк с зарядом +1/3, предполагается, что существует и шестой кварк с зарядом +2/3.

Является ли схема из шести лептонов и шести кварков окончательной или же число лептонов (кварков) будет расти, покажут дальнейшие исследования.

4.2. Задачи для самостоятельного решения

1) В результате захвата альфа-частицы ядром изотопа ${}^{14}_7N$ образуются неизвестный элемент и протон. Определить неизвестный элемент.

2) В результате радиоактивного альфа-распада ядра радия ${}^{226}_{88}Ra$ образуется некий химический элемент. Определить, сколько протонов и сколько нейтронов находится в этом химическом элементе.

3) Сколько альфа- и бета-распадов должно произойти при радиоактивном распаде ядра урана ${}^{238}_{92}U$ и конечном превращении его в ядро свинца ${}^{198}_{82}Pb$?

4) Первоначальное количество атомов радиоактивного изотопа было 1010. Период полураспада данного изотопа 20 мин. Сколько атомов изотопа не испытают превращения через 60 мин?

5) В результате термоядерного синтеза изотопа водорода трития и изотопа водорода дейтерия образуются гелий ${}^4_2\text{He}$ и неизвестная частица. Записать ядерную реакцию и определить неизвестную частицу.

5. ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

5.1. Теоретические сведения

Твердые тела представляют собой совокупность большого числа частиц (атомов, молекул, ионов и т. п.), которые участвуют во взаимодействии друг с другом.

Так как электрон в твердом теле (даже в металлах) – не свободная частица, любое твердое тело для электрона является потенциальной ямой, а энергия такой частицы всегда квантуется, т. е. принимает не любые значения, а строго определенные. Электроны в отдельных атомах заполняют квантовые состояния в соответствии с принципом минимума энергии, набором квантовых чисел и принципом запрета Паули. Для отдельных атомов, когда расстояние между ними намного больше размера атома, между атомами существует довольно широкий и высокий потенциальный барьер, преодолеть который электроны самостоятельно не могут (не хватает энергии, а туннельный эффект для такого барьера маловероятен).

При сближении атомов до межузельного расстояния происходит перекрытие электронных облаков, что приводит к существенному уменьшению ширины и высоты потенциального барьера между атомами. Это приводит к тому, что валентные электроны могут свободно переходить к соседним атомам, а вероятность туннелирования электронов, занимающих более низкие состояния, резко увеличивается. Но такой переход одинаковых электронов мог бы привести к нарушению запрета Паули. Этого не происходит, так как одновременно с уменьшением высоты и ширины потенциального барьера происходит и качественное изменение энергетических уровней – они превращаются в широкие энергетические зоны.

Таким образом, при формировании из отдельных атомов твердого тела энергетические уровни электронов трансформируются в широкие энергетические зоны (в которых энергия тоже квантуется).

Электроны в твердом теле распределяются по квантовым состояниям в соответствии с функцией распределения Ферми – Дирака:

$$\langle N_F \rangle = \left[\exp\left(\frac{W - W_F}{k_B T}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (38)$$

позволяющей вычислить среднее число фермионов (электронов) в одном квантовом состоянии или с учетом того, что для фермионов действует запрет Паули, позволяющей вычислить вероятность того, что данное квантовое состояние может быть занято электроном.

При $T = 0$ К все уровни, начиная с самого нижнего, заполнены вплоть до уровня, энергия которого $W = W_F$. Этот уровень энергии электронов в твердых телах называют уровнем Ферми, а энергию электрона, соответствующую данному состоянию, называют энергией Ферми.

Так как при $T > 0$ К для $W = W_F$ $\langle N_F \rangle = 1/2$, то можно дать еще одно определение уровня Ферми – это уровень энергии электронов в твердом теле, вероятность заполнения которого при любой температуре, отличной от 0 К, равна $1/2$.

Электроны в твердых телах занимают все уровни в разрешенных зонах, начиная с самой нижней, и вплоть, до последней зоны, образованной из валентного уровня, – валентной зоны. По степени заполнения энергетических уровней этой последней зоны все твердые вещества делятся на проводящие, непроводящие (диэлектрики) и полупроводящие (рис.10).

Если в валентной зоне не все энергетические уровни заняты электронами и при сообщении даже небольшой дополнительной энергии (например, электрическим полем) электронам есть возможность перейти на более высокие уровни в этой зоне, то такое твердое вещество относится к классу проводников (при этом валентная зона является зоной проводимости).

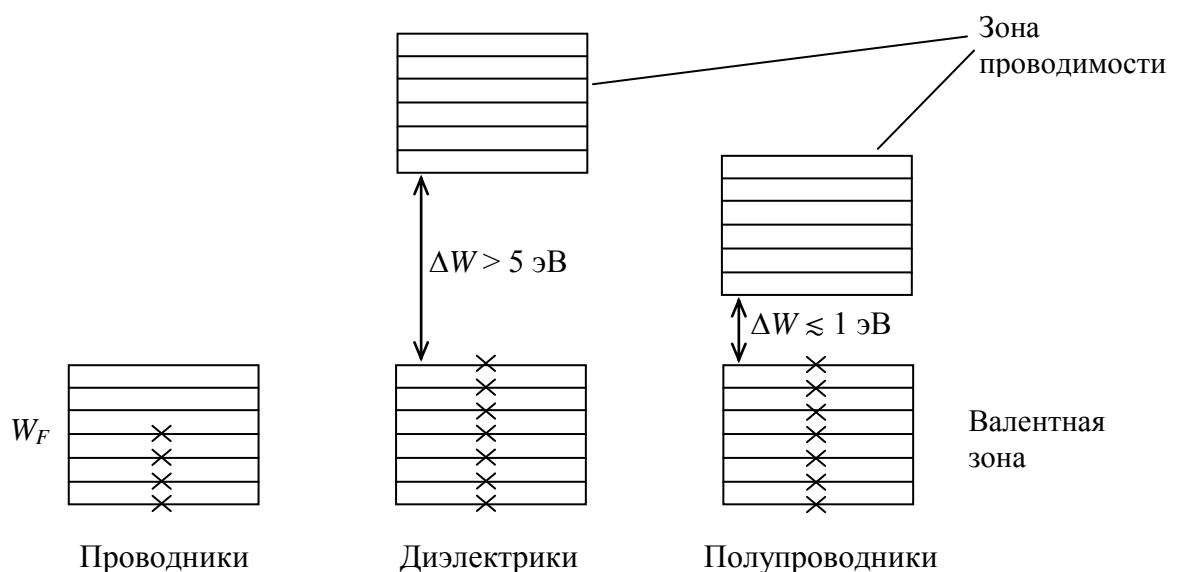


Рис. 10

Если в валентной зоне все энергетические уровни заняты электронами, а до ближайшей свободной зоны (зоны проводимости) лежит широкая запрещенная зона с энергией $\Delta W > 5$ эВ (энергия активации), то такие твердые вещества относятся к классу непроводников (диэлектриков).

Если в валентной зоне все энергетические уровни заняты электронами, а до ближайшей свободной зоны (зоны проводимости) лежит неширокая запрещенная зона с энергией $\Delta W \approx 1$ эВ (энергия активации), то такое твердое вещество относится к классу полупроводников.

Частицы, из которых состоят твердые тела (атомы, ионы), не являются свободными, они участвуют в непрерывных гармонических колебаниях у положения равновесия в узлах кристаллической решетки.

В рамках классических представлений был получен закон Дюлонга – Пти, который утверждает: молярная теплоемкость всех твердых тел ни от чего не зависит и является постоянной, равной $3R$.

Однако для металлов, где кроме ионов в узлах решетки есть еще и свободные электроны, молярная теплоемкость должна быть равна $4,5R$. Однако эксперимент показывает, что молярные теплоемкости и металлов, и диэлектриков одинаковы и равны $3R$. Кроме того, из закона Дюлонга – Пти не следует зависимости теплоемкости от температуры, хотя экспериментально такая зависимость наблюдается в области низких температур. Объяснить эту зависимость классическая физика не смогла. Ответ был получен только в квантовой физике.

Атомы, ионы, находящиеся в узлах кристаллической решетки, являются квантовыми гармоническими осцилляторами, энергия таких частиц квантуется. При сообщении твердому телу дополнительной энергии происходит возбуждение осцилляторов – они переходят на более высокие уровни, но возбужденные состояния – короткоживущие. Пробы в них короткое время, осцилляторы переходят на нижележащие состояния. При этом осциллятор теряет энергию, которая уносится в виде низкочастотной тепловой волны по кристаллу. Порцию (квант) такой тепловой волны по аналогии с порцией (квантом) электромагнитной волны (фотоном) называли фононом.

Таким образом, фонон – это квазичастица (существует только в твердом теле), не имеющая электрического заряда, не существующая в покое, а всегда движущаяся со скоростью звука в твердом теле.

Введя характеристическую температуру Дебая, при которой тепловая энергия $k_B T_D$ равна максимальной энергии фононов для данного твердого тела

$$T_D = \frac{\hbar \omega_{\max}}{k_B} = \frac{\hbar v_{\text{зв}}}{k_B} (6\pi^2 n)^{1/3}, \quad (39)$$

где \hbar – постоянная Планка;

$v_{\text{зв}}$ – скорость звука в данном теле;

n – концентрация атомов твердого тела,

Дебай смог получить выражение для молярной теплоемкости твердых тел, которая точно соответствовала экспериментальным результатам.

Для предельных случаев получается:

1) $T \gg T_D$ ($k_B T \gg \hbar \omega_{\max}$), $c_{V_V} = 3R$, что точно соответствует классической теории Дюлонга – Пти;

2) $T \ll T_D$ ($k_B T \ll \hbar \omega_{\max}$),

$$c_{V_V} = \frac{12}{5} \pi^4 R \left(\frac{T}{T_D} \right)^3, \quad (40)$$

что точно соответствует эксперименту.

Для металлов в общей теплоемкости должна быть учтена еще и электронная теплоемкость

$$c_{V_{\text{металла}}} = c_{V_{\text{реш}}} + c_{Ve}, \quad (41)$$

которая вычисляется по формуле:

$$c_{Ve} = \frac{\pi^2}{2} z R \frac{k_B T}{W_F}. \quad (42)$$

Так как тепловому возбуждению подвергается лишь небольшое число электронов (только те, что находятся на уровне Ферми или вблизи него), при температурах, существенно превышающих абсолютный ноль, вклад электронной теплоемкости в общую теплоемкость металла очень мал, а вот при сверхнизких температурах (близких к 0 К) электронная теплоемкость оказывается даже больше теплоемкости кристаллической решетки. Поэтому в этой области температур теплоемкость металлов превышает теплоемкость диэлектриков, что хорошо согласуется с экспериментом.

В жидкостях и газах тепловую энергию при теплопроводности переносят молекулы, атомы этих веществ. В твердых телах атомы находятся в узлах кристаллической решетки и только совершают колебания у положения равновесия. Поэтому тепловую энергию в твердых телах переносят фононы (тепловые волны). В металлах кроме фононов тепловую энергию переносят еще и электроны.

Металлы – хорошие проводники электрического тока. Носителями электрического тока в металлах являются свободные электроны.

Друде и Лоренцом была создана классическая электронная теория электропроводности металлов. В ней металлы представляли собой твердые вещества, в узлах кристаллической решетки которых находятся положительные ионы, совершающие непрерывные колебания у положения равновесия. А отрицательные электроны представляют собой практически свободные частицы – отрицательно заряженный электронный газ (в качестве модели использовалась модель идеального газа). Полученный этими учеными результат объяснял, почему разные металлы обладают разным электрическим сопротивлением (у разных металлов разная концентрация свободных электронов, разное строение кристаллической решетки, средняя скорость теплового (хаотического) движения в разных металлах разная даже при одинаковой температуре).

Классическая теория объяснила температурную зависимость электрического сопротивления металла. Однако при изменении температуры металлического проводника его средняя скорость теплового (хаотического) движения меняется $\sim \sqrt{T}$. Значит, электрическое сопротивление R должно зависеть от абсолютной температуры T металла, как $R \sim \sqrt{T}$. Однако экспериментальные исследования зависимости $R = f(T)$ показывали, что эта зависимость в широком интервале температур линейная (рис. 11).

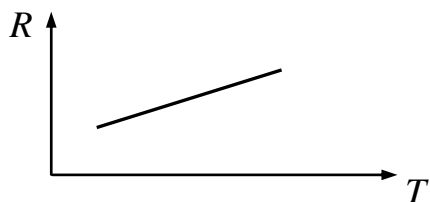


Рис. 11

Объяснить эти противоречия с экспериментом классическая электронная теория не смогла.

Все ответы были получены лишь в рамках квантовой физики.

Классическая физика считала, что электроны при своем движении сталкиваются с узлами кристаллической решетки, проходя при этом в среднем расстояние, равное межузельному расстоянию, кото-

рое постоянно и не зависит от температуры, а вот средняя скорость теплового (хаотического) движения $\langle v \rangle$ зависит от температуры, причем $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$.

Квантовая физика считает, что электроны при своем движении рассеиваются на тепловых флуктуациях кристаллической решетки (фононах), концентрация которых существенно зависит от температуры, при этом средняя скорость теплового движения электронов практически не зависит от температуры, так как тепловому возбуждению подвергается небольшое количество электронов, находящихся вблизи уровня Ферми. В области высоких температур $T \gg T_D$ все осцилляторы возбуждены вплоть до ω_{\max} , тогда с ростом температуры концентрация фононов $\sim T$ и $R \sim T$, что очень хорошо согласуется с экспериментом. В области низких температур $T \ll T_D$ с ростом температуры происходит не только увеличение фононов с данной частотой, но и быстрый рост новых фононов, поэтому $R \sim T^3$, что также хорошо согласуется с экспериментом. В области сверхнизких температур вблизи 0 К концентрация фононов становится столь малой, что основную роль в рассеянии электронов начинают выполнять примеси, концентрация которых не зависит от температуры, и тогда R стремится к $R_0 = \text{const}$.

Собственные полупроводники – это твердые вещества, состоящие из элементов IV группы таблицы Менделеева (германий – Ge, кремний – Si). Так как их валентность равна четырем, то на валентном уровне каждого атома находятся по четыре валентных электрона. При образовании из отдельных атомов твердого тела (когда атомы приближаются друг к другу так близко, что происходит перекрытие электронных облаков) валентные электроны обобществляются и образуют прочные атомные (обменные, а в химии – ковалентные) связи. Свободных электронов нет – это непроводящее вещество (диэлектрик).

По зонной теории: в собственных полупроводниках все уровни валентной зоны заняты электронами, а до ближайшей свободной зоны (зоны проводимости) лежит неширокая запрещенная зона (с $\Delta W \lesssim 1$ эВ). Поведение электронов в твердом теле описывается функцией распределения Ферми – Дирака, при этом уровень Ферми должен находиться ровно посередине запрещенной зоны. Но так как значения энергии запрещенной зоны не могут быть реализованы электронами твердого тела, то уровень Ферми для полупроводников вводится условно (он в полупроводниках никогда не бывает занят электроном).

При наложении на такое вещество слабого электрического поля электроны не могут разорвать прочные ковалентные связи (а по зонной теории не могут преодолеть запрещенную зону) и стать свободными, но если собственному полупроводнику сообщить дополнительную энергию (~ 1 эВ), достаточную для разрушения ковалентных связей (достаточную для преодоления электроном запрещенной зоны), то электрон становится свободным (оказывается в зоне проводимости). На месте разорванной ковалентной связи остается нескомпенсированный положительный заряд (перешедший в зону проводимости электрон освобождает энергетический уровень в валентной зоне). Это освободившееся место (освободившийся уровень) может быть занято другим электроном. Тогда создается ситуация, когда положительный заряд начинает как бы перемещаться по кристаллу подобно частице – это «квазичастица», которую назвали «дыркой».

Таким образом, при разрыве ковалентных связей в собственных полупроводниках образуются свободные электроны и дырки, возникает электронно-дырочная (собственная) проводимость.

Сопротивление собственного полупроводника можно вычислить по формуле:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta W}{2k_B T}\right). \quad (43)$$

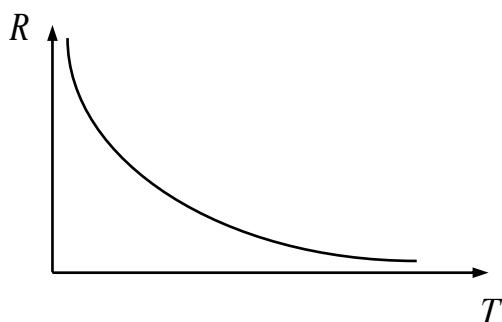


Рис. 12

С ростом температуры сопротивление собственного полупроводника быстро уменьшается несмотря на тот факт, что с ростом температуры увеличивается и количество фононов, которые мешают двигаться электронам, но этот процесс менее интенсивный по сравнению с лавинообразным нарастанием количества свободных электронов и дырок. Это в

итоге приводит к практически экспоненциальному снижению сопротивления полупроводника при увеличении температуры (рис. 12).

Значительная зависимость сопротивления собственных полупроводников от температуры используется в терморезисторах (датчики пожарной сигнализации).

Если часть атомов собственного полупроводника заменить на атомы с валентностью на единицу большей, чем у основных атомов, то такой полупроводник называют примесным. Такие примесные атомы имеют валентность, равную пяти. При формировании твердого тела четыре валентных электрона

примесных атомов будут образовывать прочные ковалентные связи с четырьмя электронами основных атомов, а пятый электрон примесного атома оказывается слабосвязанным (но не свободным).

Так как пятый электрон не свободный и он не тратит энергию на образование ковалентной связи, то его энергия выше энергии электронов валентной зоны (поэтому условно этот уровень помещают в запрещенной зоне вблизи валентной зоны). Тогда уровень Ферми, вероятность заполнения электронами которого равна $\frac{1}{2}$, прижимается к дну зоны проводимости. При $T = 0$ К свободных носителей заряда нет, полупроводник не проводит электрического тока.

Если такому примесному полупроводнику сообщать дополнительную энергию, гораздо меньшую ширины запрещенной зоны (~ 1 эВ) или меньшую энергии, необходимой для разрыва ковалентной связи, но достаточную для отрыва слабосвязанных электронов (дополнительная энергия должна быть \geq энергии ионизации W_i – энергии, необходимой слабосвязанному электрону для перехода с дополнительного уровня в зону проводимости, $W_i \sim 0,01$ эВ), то в таком полупроводнике появляются свободные электроны, но так как ковалентные связи не разрываются, то дырок не возникает. Значит, в таком примесном полупроводнике возникает электронная проводимость.

Такие примесные полупроводники называют электронными, или донорными, или полупроводниками n -типа («negativ») (примесные уровни называют донорными уровнями).

При увеличении дополнительной энергии слабосвязанные электроны все становятся свободными и за счет рассеяния на фононах сопротивление начнет возрастать, а когда дополнительная энергия достигнет ~ 1 эВ (т. е. станет достаточной для разрыва ковалентной связи), возникает собственная (электронно-дырочная) проводимость.

Если часть атомов собственного полупроводника заменить на атомы с валентностью на единицу меньшей, чем у основных атомов, то такой полупроводник называют примесным. Такие примесные атомы имеют валентность, равную трем. При формировании твердого тела три валентных электрона примесных атомов будут образовывать прочные ковалентные связи с тремя электронами основных атомов, а для образования четвертой связи у примесного атома нет электрона. Значит, на этом месте есть «дырка». При $T = 0$ К свободных носителей заряда нет, полупроводник не проводит электрического тока.

Если такому примесному полупроводнику сообщать дополнительную энергию, гораздо меньшую ширины запрещенной зоны (~ 1 эВ) или меньшую энергии, необходимой для разрыва ковалентной связи, то эта дополнительная энергия способствует переходу электрона от соседнего атома на вакантное место. При этом дырка начинает перемещаться по кристаллу – возникает дырочная проводимость.

Электрон, получив дополнительную энергию (энергию ионизации $W_i \sim 0,01$ эВ), переходит из валентной зоны на дополнительные (акцепторные) уровни, находящиеся в запрещенной зоне (акцепторные уровни прижимают уровень Ферми к потолку валентной зоны). В зоне проводимости нет свободных электронов, а в валентной зоне появляются дырки – дырочная проводимость.

Такие примесные полупроводники называют дырочными, или акцепторными, или полупроводниками *p*-типа («positiv»).

При увеличении дополнительной энергии все акцепторные уровни заполняются электронами и за счет рассеяния дырок на фононах сопротивление начнет возрастать, а когда дополнительная энергия достигнет ~ 1 эВ (т. е. станет достаточной для разрыва ковалентной связи), возникает собственная (электронно-дырочная) проводимость.

Если облучать полупроводник электромагнитным излучением, то в нем могут появиться свободные заряды (электроны, дырки).

Явление возникновения свободных носителей зарядов (электронов, дырок) в полупроводнике при облучении его электромагнитным излучением называется внутренним фотоэффектом, или фотопроводимостью полупроводника.

Внутренний фотоэффект возможен при условии, чтобы энергия электромагнитного излучения (энергия фотонов) была не меньше ширины запрещенной зоны (энергии активации) для собственного полупроводника ($W_{\phi} \geq \Delta W$) или не меньше энергии ионизации для примесного полупроводника ($W_{\phi} \geq W_i$).

Предельное (граничное) значение энергии фотонов (частоты, длины волны соответствующего излучения) называется красной границей внутреннего фотоэффекта.

При увеличении освещенности увеличивается количество свободных зарядов (электронов, дырок), что ведет к снижению электрического сопротивления.

Существенная зависимость сопротивления полупроводников от освещенности используется в фоторезисторах (фотореле, датчики метро и т. п.).

В подавляющем большинстве устройств, используемых в настоящее время в технике, главной частью является контакт двух примесных полупроводников, обладающих различной проводимостью, так называемый электронно-дырочный переход, или *p-n*-переход.

В полупроводнике *n*-типа основными носителями заряда являются электроны, отданные донорами в зону проводимости. Здесь же есть и небольшое число дырок (неосновных носителей), образованных за счет перехода электронов из валентной зоны непосредственно в зону проводимости.

В полупроводнике *p*-типа основными носителями заряда являются дырки. Кроме того, здесь имеется небольшое количество электронов (неосновных носителей), которые перешли непосредственно из валентной зоны в зону проводимости в результате теплового движения электронов.

После приведения в контакт двух полупроводников с разной проводимостью через границу раздела начинается диффузия электронов и дырок. При переходе через границу раздела электроны встречаются с дырками и рекомбинируют (электроны и дырки уничтожают друг друга). И на границе полупроводников начинают накапливаться нескомпенсированные отрицательный и положительный заряды ионов решетки, которые прекращают диффузию. Разделение зарядов на границе двух полупроводников приводит к созданию запирающего электрического поля с напряженностью \vec{E}_3 , которое не дает ни электронам, ни дыркам двигаться через границу раздела – говорят, образовался *p-n*-переход.

Образование *p-n*-перехода можно объяснить с помощью зонной теории твердых тел.

В полупроводнике *n*-типа уровень Ферми расположен выше, чем в полупроводнике *p*-типа. Это значит, что средняя энергия $\langle W \rangle$ электронов в полупроводнике *n*-типа выше, чем в полупроводнике *p*-типа (электроны полупроводника *n*-типа «горячее» электронов полупроводника *p*-типа).

После приведения в контакт полупроводников с разной проводимостью стремление электронов занять состояния с меньшей энергией приведет к появлению диффузии электронов. Переход «горячих» электронов из полупроводника *n*-типа в полупроводник *p*-типа, где электроны «холодные», приводит к снижению средней энергии в полупроводнике *n*-типа и к повышению средней энергии в по-

полупроводнике *p*-типа (это приводит к смещению энергетических зон). Диффузия будет проходить до тех пор, пока уровень Ферми в обоих полупроводниках не сравняется. Смещение зон относительно друг друга приводит к образованию потенциального барьера, который электроны самостоятельно преодолеть не могут.

Все замечательные свойства *p-n*-перехода проявляются при включении его в электрическую цепь.

Различают прямое и обратное включения.

При прямом включении напряженность внешнего электрического поля направлена навстречу запирающему и снижает его действие, поэтому при прямом включении через переход течет электрический ток. И чем больше напряженность внешнего поля, тем больше величина силы прямого тока. При таком включении полупроводник *n*-типа получает от внешнего источника дополнительные «более горячие» электроны и $\langle W \rangle$ электронов в полупроводнике *n*-типа увеличивается, а из полупроводника *p*-типа электроны уходят, что снижает $\langle W \rangle$ электронов в нем. Это приводит к смещению энергетических зон относительно друг друга и уровни Ферми вновь оказываются не на одной высоте. Работа внешнего электрического поля приводит к тому, что высота потенциального барьера между энергетическими зонами полупроводников с разной проводимостью уменьшается. И чем больше внешнее напряжение, тем ниже потенциальный барьер, а значит, больше сила тока прямого включения.

При обратном включении напряженность внешнего электрического поля направлена в ту же сторону, что и запирающее, и усиливает его действие. Электрического тока через *p-n*-переход не должно быть. Однако эксперимент показывает, что при обратном включении есть небольшой обратный ток ($\sim 10^3$ раз меньше прямого тока).

Обратный ток объясняется наличием в полупроводниках неосновных носителей заряда (в полупроводниках *n*-типа – дырок, а в полупроводниках *p*-типа – электронов). Так как количество их небольшое, то они все вовлекаются в процесс переноса зарядов и небольшой ток быстро достигает насыщения.

При обратном включении из полупроводника *n*-типа уходят электроны и $\langle W \rangle$ оставшихся электронов снижается, а полупроводник *p*-типа от внешнего источника получает «более горячие» электроны и $\langle W \rangle$ электронов в этом полупроводнике увеличивается. Это приводит к смещению энергетических зон относительно друг друга, и уровни Ферми оказываются вновь не на одной высоте. Тогда работа внешнего электрического поля при обратном включении

приводит к тому, что высота потенциального барьера между энергетическими зонами полупроводников с разной проводимостью еще более возрастает, препятствуя току основных носителей.

Так как p - n -переход в прямом направлении хорошо пропускает электрический ток, а в обратном направлении практически не пропускает, то такое устройство стали называть полупроводниковым диодом. Полупроводниковые диоды нашли широкое применение в качестве полупроводниковых элементов в выпрямителях электрического тока (где переменный ток преобразуется в постоянный).

Если привести в контакт три полупроводника с разной проводимостью n - p - n или p - n - p , то такое устройство будет обладать еще и свойством управления сигналами (полупроводниковый транзистор). Соединение большого количества полупроводников с разной проводимостью образует интегральную схему (широкое использование в микроэлектронике).

Электроны в любом твердом теле не свободные частицы, они находятся в потенциальной яме и их энергия квантуется. В отличие от диэлектриков и полупроводников, где нет свободных электронов, в металлах электроны, занимая все нижележащие уровни вплоть до уровня Ферми, наделенные эффективной массой, считаются практически свободными в пределах металла, но самостоятельно из металла они не могут выбраться, нужна дополнительная энергия, равная работе выхода электрона из металла.

Если дополнительную энергию сообщают путем облучения металла электромагнитным излучением и при этом электроны покидают металл – это внешний фотоэффект, а если дополнительную энергию сообщают путем подведения тепла (нагрева металла), то электроны тоже могут покидать металл.

Явление вырывания электронов с поверхности металлов при их нагревании называется термоэлектронной эмиссией.

Термоэмиссия находила и находит широкое применение в различных электронных устройствах (ЭЛТ, электронные пушки и т. п.).

В контакт могут вступать не только полупроводники, но и металлы. Для этого случая Вольтой были экспериментально установлены следующие законы:

1) при контакте двух проводников из разных металлов между ними возникает контактная разность потенциалов, которая зависит только от химического состава металлов и их температуры;

2) разность потенциалов между концами электрической цепи, состоящей из последовательно соединенных металлических проводников, находящихся при одинаковой температуре, не зависит от химического состава промежуточных проводников, а определяется лишь разностью потенциалов, возникающей при непосредственном контакте крайних проводников.

Только квантовая физика дала объяснение законов Вольта. Так как уровни Ферми в разных металлах находятся на разной высоте, то возникает внутренняя контактная разность потенциалов. Это при контакте металлов приводит к диффузии электронов. В результате уровни Ферми выравниваются и возникает внешняя контактная разность потенциалов.

В 1823 г. немецкий физик Зеебек установил, что в цепи, состоящей из двух разнородных проводников, возникает ЭДС, если контакты этих проводников поддерживаются при различных температурах. Эта ЭДС называется термоЭДС. Как показывает опыт, в относительно узком интервале температур термоЭДС пропорциональна разности температур контактов. Долгое время эффект Зеебека применялся лишь в измерительных целях.

Помещая один спай термопары в термостат с постоянной температурой, другой в исследуемую среду, можно по возникающей \mathcal{E}_t определить температуру среды. Таким образом, удастся весьма просто, надежно и с достаточно большой степенью точности измерять температуру в широком диапазоне.

5.2. Задачи для самостоятельного решения

1) Как и во сколько раз изменится вероятность заполнения электронами энергетического уровня в металле, если уровень расположен на 0,1 эВ выше уровня Ферми, а температура изменяется от 1000 до 300 К?

2) Определить, какая часть электронов проводимости в металле при 0 К имеет кинетическую энергию, большую 0,50.

3) Медный образец массой 100 г находится при температуре 10 К. Определить количество теплоты, необходимое для нагревания образца до температуры 20 К. Характеристическая температура Дебая для меди 339 К, $W_F = 7,0$ эВ.

4) Вычислить изменение энтропии 100 г кристаллического хлористого натрия, характеристическая температура Дебая которого 320 К, при его нагревании от 10 до 25 К.

5) Германиевый образец нагревают от 0 до 17 °С. Принимая ширину запрещенной зоны германия 0,75 эВ, определить, во сколько раз возрастает его удельная проводимость.

Библиографический список

1. Оселедчик Ю. С. Физика. Модульный курс [Электронный учебник]: Учебное пособие для бакалавров / Ю. С. Оселедчик, П. И. Самойленко, Т. Н. Точилина. М., 2012.
2. Трофимова Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. М., 2006. 560 с.
3. Детлаф А. А. Курс физики / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. М., 2014. 720 с.
4. Епифанов Г. И. Физика твердого тела / Г. И. Епифанов. М., 1977. 288 с.
5. Бушманов Б. Н. Физика твердого тела / Б. Н. Бушманов, Ю. А. Хромов. М., 1971. 224 с.
6. Гончар И. И. Свойства атомных ядер и элементарных частиц: Учебное пособие / И. И. Гончар, С. Н. Крохин, М. В. Чушнякава / Омский гос. ун-т путей сообщения. Омск, 2013. 59 с.
7. Крохин С. Н. Краткий курс физики твердого тела: Учебное пособие / С. Н. Крохин, Л. А. Литневский / Омский гос. ун-т путей сообщения. Омск, 2015. 67 с.
8. Практикум по физике. Часть 3. Волновая оптика. Квантовая, атомная и ядерная физика. Физика твердого тела / И. И. Гончар, Т. А. Аронова и др. / Омский гос. ун-т путей сообщения. Омск, 2014. 36 с.
9. Курманов Р. С. Оптика. Примеры решения задач / Р. С. Курманов, Г. Б. Тодер / Омский гос. ун-т путей сообщения. Омск, 2016. 40 с.
10. Литневский Л. А. Квантовая, атомная и ядерная физика. Примеры решения задач / Л. А. Литневский, Ю. М. Сосновский / Омский гос. ун-т путей сообщения. Омск, 2016. 30 с.

СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ

Таблица П.1

Основные физические постоянные

Скорость света в вакууме	$c = 3,00 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Гравитационная постоянная	$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Ускорение свободного падения	$g = 9,81 \text{ м/с}^2$
Средний радиус и масса Земли	$R_3 = 6370 \text{ км}, M_3 = 5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг}$
Радиус и масса Луны	$R_{\text{Л}} = 1737 \text{ км}, M_{\text{Л}} = 7,35 \cdot 10^{22} \text{ кг}$
Средний радиус орбиты Луны	$R = 384 \text{ Мм}$
Число Авогадро	$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Универсальная газовая постоянная	$R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$
Постоянная Больцмана	$k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Молярная масса воздуха	$M_{\text{воздуха}} = 29 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$
Нормальное атм. давление	$p_0 = 101,3 \text{ кПа}$
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Коэффициент в законе Кулона	$k_e = 9,0 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{Кл}^2$
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$
Элементарный заряд	$e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Масса электрона	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Масса протона	$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса нейтрона	$m_n = 1,674 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Постоянная Планка	$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Дирака (Планка)	$\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Ридберга	$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Постоянная Стефана – Больцмана	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Постоянная Вина	$b = 0,0029 \text{ м} \cdot \text{К}$

Таблица П.2

Внесистемные единицы измерений

Ангстрем	$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$
Атомная единица массы	$1 \text{ а. е. м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Киловатт-час	$1 \text{ кВт} \cdot \text{ч} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж}$
Калория	$1 \text{ кал} = 4,19 \text{ Дж}$
Литр	$1 \text{ л} = 1 \text{ дм}^3 = 10^{-3} \text{ м}^3$
Миллиметр ртутного столба	$1 \text{ мм. рт. ст.} = 133 \text{ Па}$
Электрон-вольт	$1 \text{ эВ} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$

Учебное издание

КРОХИН Сергей Николаевич,
ЛИТНЕВСКИЙ Леонид Аркадьевич

КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ

Учебное пособие

Часть 3

Редактор Н. А. Майорова

Подписано в печать 21.05.2019. Формат $60 \times 84^{1/16}$.
Офсетная печать. Бумага офсетная. Усл. печ. л. 2,9. Уч.-изд. л. 3,2.
Тираж 150 экз. Заказ .

**

Редакционно-издательский отдел ОмГУПСа
Типография ОмГУПСа

*

644046, г. Омск, пр. Маркса, 35