

А.Ф. Волков, Т.П. Лумпиева

КУРС ФИЗИКИ

В двух томах

Том 2

- **КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ**
- **ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА**
- **ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ**
- **ОСНОВЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**
- **ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА**

*Рекомендовано
Министерством образования и науки Украины
в качестве учебного пособия для студентов
инженерно-технических специальностей
высших учебных заведений*

**Донецк
Издательство ДонНТУ**

2009

ББК 22.3я7
В 67
УДК 53(075.8)

*Гриф надано Міністерством
освіти и науки України,
лист № 1.4/18-г-989 від 07.05.2008 р.*

Рецензенти:

П.І. Голубничий, завідувач кафедри фізики Східноукраїнського університету ім. Володимира Даля, заслужений діяч науки і техніки України, доктор фізико-математичних наук, професор

В.Ф. Русаков, завідувач кафедри загальної фізики та дидактики фізики Донецького національного університету, кандидат фізико-математичних наук, доцент

С.В. Тарасенко, завідувач відділом теорії магнетизму і фазових переходів Донецького фізико-технічного інституту ім. О.О. Галкіна НАН України, доктор фізико-математичних наук, професор

Волков О.Ф., Лумпієва Т.П.

В 67 Курс фізики: У 2-х т. Т.2: Коливання і хвилі. Хвильова і квантова оптика. Елементи квантової механіки. Основи фізики твердого тіла. Елементи фізики атомного ядра. Навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів. – Донецьк: ДонНТУ, 2009. – 222 с.

Навчальний посібник написаний відповідно до програми курсу «Фізика» для інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів. Зміст першого тому складають розділи: фізичні основи механіки, молекулярна фізика і термодинаміка, електростатика і постійний струм, електромагнетизм. Зміст другого тому: коливання і хвилі, хвильова і квантова оптика, елементи квантової механіки, основи фізики твердого тіла, елементи фізики атомного ядра. Викладення матеріалу ведеться без громіздких математичних перетворень, основний акцент робиться на фізичну суть явищ і законів, що їх описують.

Табл. 7. Рис. 136.

ISBN 978-966-377-072-7 (загальний)
ISBN 978-966-377-074-1 (том 2)

© Волков О.Ф., Лумпієва Т.П., 2009

© Донецький національний технічний університет, 2009

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	8
ЧАСТЬ 1. КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ	9
Глава 1. Колебания	9
§1 Общие сведения о колебаниях	9
1.1 Классификация колебаний	9
1.2 Характеристики колебаний	10
§2 Гармонические колебания	11
2.1 Скорость и ускорение при гармонических колебаниях	11
2.2 Дифференциальное уравнение гармонических колебаний	12
§3 Энергия колебаний	13
§4 Примеры систем, совершающих гармонические колебания	14
4.1 Пружинный маятник	14
4.2 Физический маятник	15
4.3 Математический маятник	16
4.4 Колебательный контур	17
§5 Сложение гармонических колебаний	19
5.1 Графическое изображение гармонических колебаний. Векторная диаграмма	19
5.2 Сложение одинаково направленных гармонических колебаний ..	19
5.3 Сложение взаимно перпендикулярных колебаний	21
§6 Затухающие колебания	24
6.1 Затухающие колебания пружинного маятника	24
6.2 Затухающие колебания в колебательном контуре	25
6.3 Основные характеристики затухающих колебаний	26
6.4 Аперiodический процесс	28
§7 Вынужденные колебания	29
7.1 Вынужденные механические колебания	29
7.2 Вынужденные колебания в колебательном контуре	32
Глава 2. Упругие волны	37
§8 Общие сведения о волнах	37
8.1 Классификация волн	37
8.2 Характеристики волн	38
§9 Плоская монохроматическая волна	39
9.1 Уравнение плоской монохроматической волны	39
9.2 Волновое уравнение	41
9.3 Перенос энергии волной. Вектор Умова	42
§10 Звуковые волны	44
10.1 Характеристики звука	44
10.2 Ультразвук	46
10.3 Инфразвук	47

§11	Интерференция волн. Стоячие волны	47
11.1	Принцип суперпозиции волн. Интерференция волн	47
11.2	Стоячие волны	47
11.3	Сложные волны. Групповая скорость	49
§12	Эффект Доплера в акустике	51
Глава 3. Электромагнитные волны		52
§13	Уравнения Максвелла	52
§14	Электромагнитные волны	55
14.1	Плоская электромагнитная волна	55
14.2	Экспериментальное исследование электромагнитных волн	56
14.3	Основные свойства электромагнитных волн	56
14.4	Шкала электромагнитных волн	58
§15	Способы получения электромагнитных волн	59
15.1	Радиоволны	59
15.2	Электромагнитные волны оптического диапазона	60
15.3	Рентгеновское излучение	60
15.4	Гамма излучение	61
<i>Обратите внимание!</i>		62
<i>Тест для самоконтроля знаний по теме «Колебания»</i>		64
<i>Тест для самоконтроля знаний по теме «Волны»</i>		70
<i>Коды ответов</i>		77
ЧАСТЬ 2. ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА		78
§16	Предварительные сведения	78
16.1	Некоторые сведения из геометрической оптики	78
16.2	Фотометрические величины	80
Глава 4. Волновая оптика		83
§17	Интерференция света	83
17.1	Интерференция. Когерентность	83
17.2	Условия максимумов и минимумов интерференции	84
§18	Интерференция в тонких пленках	86
§19	Применение интерференции	89
§20	Дифракция света	91
20.1	Дифракционная решетка	91
20.2	Дифракция рентгеновских лучей	94
§21	Взаимодействие световых волн с веществом	95
21.1	Рассеяние световых волн	96
21.2	Поглощение световых волн	96
21.3	Преломление световых волн	97
21.4	Дисперсия световых волн	97
21.5	Давление световых волн	98
§22	Поляризация света	99
§23	Способы получения поляризованного света	100

23.1 Отражение от границы раздела двух диэлектриков. Закон Брюстера	100
23.2 Преломление света в тонкой пластинке	101
23.3 Двойное лучепреломление	102
23.4 Поглощение света в дихроических кристаллах	103
§24 Искусственное двойное лучепреломление. Эффект Керра	103
§25 Вращение плоскости поляризации	104
Глава 5. Квантовая оптика	105
§26 Тепловое излучение. Закон Кирхгофа	105
26.1 Характеристики теплового излучения	105
26.2 Классификация тел	107
26.3 Закон Кирхгофа	108
§27 Законы Стефана – Больцмана и Вина	109
§28 Гипотеза Планка. Формула Планка	110
§29 Оптическая пирометрия	111
§30 Внешний фотоэлектрический эффект. Законы фотоэффекта	112
§31 Фотон. Свойства фотона	115
§32 Эффект Комптона	115
<i>Обратите внимание!</i>	117
<i>Тест для самоконтроля знаний по теме «Волновая оптика»</i>	119
<i>Тест для самоконтроля знаний по теме «Квантовая оптика»</i>	126
<i>Коды ответов</i>	134
ЧАСТЬ 3. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ	135
Глава 6. Элементы квантовой механики	135
§33 Гипотеза де Бройля	135
§34 Вероятностный смысл волн де Бройля. Волновая функция	137
§35 Соотношения неопределенности Гейзенберга	139
§36 Волновое уравнение Шрёдингера	141
§37 Частица в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме	143
Глава 7. Физика атомов и молекул	145
§38 Атом водорода и водородоподобные ионы	145
38.1 Квантовые числа	145
38.2 Квантование энергии	146
38.3 Квантование орбитального момента импульса и магнитного момента	148
38.4 Пространственное квантование	149
38.5 Спин электрона	151
§39 Принцип Паули. Периодическая система элементов Менделеева	153
§40 Лазеры	156
40.1 Вынужденное излучение. Принцип работы лазера	156
40.2 Рубиновый лазер	159
40.3 Гелий-неоновый лазер	161

<i>Обратите внимание!</i>	163
<i>Тест для самоконтроля знаний по теме</i> <i>«Элементы квантовой механики»</i>	163
<i>Коды ответов</i>	167
ЧАСТЬ 4. ОСНОВЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА	168
Глава 8. Электропроводность металлов и полупроводников	168
§41 Строение твердых тел	168
41.1 Дефекты в кристаллах	169
41.2 Энергетические зоны в кристаллах	170
§42 Электрические свойства твердых тел	172
42.1 Электропроводность металлов	174
42.2 Электропроводность полупроводников	175
42.2.1 Собственная проводимость полупроводников	176
42.2.2 Примесная проводимость полупроводников	178
Глава 9. Контактные и термоэлектрические явления	181
§43 Электронно-дырочный переход. Полупроводниковый диод	181
§44 Внутренний фотоэффект	183
§45 Термоэлектрические явления	184
45.1 Явление Зеебека	184
45.2 Явление Пельтье	186
45.3 Явление Томсона	187
<i>Обратите внимание!</i>	188
<i>Тест для самоконтроля знаний по теме</i> <i>«Основы физики твердого тела»</i>	189
<i>Коды ответов</i>	191
ЧАСТЬ 5. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА	192
Глава 10. Атомное ядро	192
§46 Состав и размеры ядер. Энергия связи ядер	192
46.1 Состав ядра	192
46.2 Характеристики атомного ядра	193
46.3 Размеры ядер	194
46.4 Свойства ядерных сил	194
46.5 Дефект массы ядра. Энергия связи	195
§47 Ядерные превращения	196
47.1 Ядерные реакции	196
47.2 Радиоактивность	197
47.2.1 Общие сведения	197
47.2.2 Закон радиоактивного распада	198
47.3 Использование явления радиоактивности для измерения времени в геологии и археологии	200
47.4 Гамма-излучение	201

Глава 11. Элементы дозиметрии	202
§48 Элементы дозиметрии ионизирующих излучений	202
48.1 Характеристики ионизирующих излучений	202
48.2 Основные нормативные данные по радиационному фактору в Украине	204
<i>Обратите внимание!</i>	206
<i>Тест для самоконтроля знаний по теме</i> <i>«Элементы физики атомного ядра»</i>	207
<i>Коды ответов</i>	209
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	210
Справочные данные	211
Рекомендуемая литература	217
Предметный указатель	218

ПРЕДИСЛОВИЕ

Данное учебное пособие написано в соответствии с программой курса «Физика» для инженерно-технических специальностей высших учебных заведений. Содержание первого тома составляют разделы: физические основы механики, молекулярная физика и термодинамика, электростатика и постоянный ток, электромагнетизм. Содержание второго тома: колебания и волны, волновая и квантовая оптика, элементы квантовой механики, основы физики твердого тела, элементы физики атомного ядра.

Основная цель пособия – помочь студентам изучить курс физики. Авторы пытались с одной стороны максимально полно охватить все разделы курса, предусмотренные программой, а с другой – изложить весь материал компактно, не используя громоздких математических выкладок, пространных рассуждений и т.д. Основное внимание уделено сути рассматриваемых явлений, законам, описывающим эти явления, границам применимости законов; а также определениям физических величин, единицам измерения. Определения, формулировки законов, а также все новые термины выделены в тексте курсивом. Математические знания, необходимые для пользования пособием, соответствуют обычному курсу математики во втузах.

В конце книги находится подробный предметный указатель, который поможет отыскать нужные сведения. Сводные таблицы, приведенные в тексте, а также большое количество ссылок и иллюстраций помогут вам лучше понять и усвоить учебный материал, а тесты – проверить уровень усвоения материала.

Изучение материала рекомендуем проводить в два этапа:

- 1) беглое чтение материала всей темы с целью ознакомления с его структурой, выделением основных вопросов;
- 2) чтение с проработкой: на этом этапе надо понять весь материал.

Изучая курс физики, помните, что часть учебного материала подлежит **обязательному запоминанию**. Это определения, формулировки законов, единицы измерения физических величин. Чтобы **глубже понять** суть явлений, научиться применять законы, описывающие эти явления, необходимо решать задачи. **Умение решать задачи – главный критерий оценки усвоения учебного материала**. Экспериментальные задачи, методы обработки результатов и их представления, а также правила обращения с простейшими приборами, рассматриваются в физическом практикуме.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам: зав. кафедрой физики Восточноукраинского университета им. Владимира Даля профессору **Голубничему П.И.**, зав. кафедрой общей физики и дидактики физики Донецкого национального университета доценту **Русакову В.Ф.**, заведующему отделом теории магнетизма и фазовых переходов Донецкого физико-технического института им. А.А.Галкина НАН Украины профессору **Тарасенко С.В.**, старшему преподавателю кафедры физики Донецкого национального технического университета **Русаковой Н.М.** за полезные замечания и советы, которые были учтены при подготовке рукописи к печати. Также выражаем свою искреннюю благодарность и признательность **Лумпиеву И.В.** за оформление графического материала книги.

С замечаниями и предложениями по книге к авторам можно обратиться по электронной почте: afv.@fizmet.dgtu.donetsk.ua

ЧАСТЬ 1. КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Глава 1. Колебания

Колебаниями называются процессы в той или иной мере повторяющиеся во времени.

Колебания широко распространены в природе и технике. Радиотехника, электротехника переменных токов и некоторые другие отрасли техники целиком основаны на исследовании колебательных процессов. В физических науках колебания встречаются всюду: в оптике, акустике, механике, электричестве, теории атома.

Физическая сущность тех процессов, в которых имеют место колебания, различна: колебания частей машин и механизмов и колебания тока в контуре – совершенно разные явления. Но анализ колебательных процессов, встречающихся в физике и технике, показывает, что основные законы колебаний во всех случаях одинаковы.

Разнообразные применения теории колебаний настолько тесно связаны друг с другом, что их необходимо изучать с единой точки зрения: как математической, так и физической. Изучение колебаний с единой физической точки зрения значительно облегчает исследование тех колебательных процессов, в которых имеется связь колебаний различных величин, например, электрических и механических. В физике и технике такие устройства встречаются достаточно часто.

§1 Общие сведения о колебаниях

1.1 Классификация колебаний

В зависимости от физической природы повторяющегося процесса различают колебания:

- **механические** (колебания маятников, струн, частей машин и механизмов, сооружений, давления воздуха при распространении в нем звука и т. п.);
- **электромагнитные** (колебания переменного электрического тока в цепи; колебания векторов электрической напряженности \vec{E} и магнитной индукции \vec{B} переменного электромагнитного поля и т. п.);
- **электромеханические** (колебания мембраны телефона, диффузора электродинамического громкоговорителя и т. п.).

Система, совершающая колебания, называется колебательной системой или **осциллятором**. В зависимости от характера воздействия, оказываемого на колебательную систему, различают колебания:

- собственные;
- затухающие;
- вынужденные;
- автоколебания.

Собственными называются колебания, которые происходят в системе, предоставленной самой себе после того, как ей был сообщен толчок, либо она была выведена из положения равновесия. Например, чтобы шарик, подвешенный на нити, начал колебаться, нужно толкнуть его, или, отведя в сторону, отпустить его.

Затухающими называются свободные колебания, амплитуда которых уменьшается с течением времени. Затухание механических колебаний связано с наличием сил трения и сопротивления. Затухание колебаний в электрических колебательных системах обусловлено тепловыми потерями в проводниках.

Вынужденными называются колебания, в процессе которых колеблющаяся система подвергается внешнему периодически изменяющемуся воздействию. Пример: колебания силы тока в электрической цепи, вызванные переменной эдс.

Автоколебаниями называются колебания, сопровождающиеся воздействием на колеблющуюся систему внешних сил, при этом система сама управляет этим воздействием. Например, в часах маятник получает толчок за счет энергии поднятой гири или закрученной пружины, причем толчки происходят в тот момент, когда маятник проходит через среднее положение.

1.2 Характеристики колебаний

Величинами, характеризующими колебания, являются:

1. **Мгновенное значение колеблющейся величины** $\xi(t)$

$$\xi(t) = f(t) = f(t + T), \quad (1.1)$$

где $f(t)$ – заданная периодическая функция времени.

Колеблющая величина определяет положение (координату) или состояние (заряд, давление, температуру, скорость) колебательной системы (тела, электрического контура).

2. **Амплитуда колебаний** (A) – максимальное значение колеблющейся величины. Амплитуда – положительная величина.

3. **Период колебаний** (T) – время одного полного колебания: $T = \frac{t}{N}$

$$[T] = \text{с}$$

4. **Частота колебаний** (ν) – число колебаний за единицу времени. $\nu = \frac{N}{t}$

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (1.2)$$

$$[\nu] = 1/\text{с}$$

5. **Угловая или циклическая частота** (ω) – число колебаний за 2π секунд.

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \quad (1.3)$$

$$[\omega] = \text{рад/с}$$

б. **Фаза колебаний** (φ) – величина, определяющая мгновенное состояние колебательной системы

$$\varphi = (\omega t + \varphi_0), \quad (1.4)$$

где φ_0 – начальная фаза (значение фазы при $t=0$).
 $[\varphi]=\text{рад}$.

§ 2 Гармонические колебания

Гармонические колебания – колебания, при которых колеблющаяся величина изменяется по закону косинуса или синуса:

$$\xi(t) = \xi_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (2.1)$$

или

$$\xi(t) = \xi_{\max} \sin(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (2.1a)$$

Оба представления равноправны. В дальнейшем мы будем считать, что колеблющаяся величина изменяется по закону косинуса.

Этот вид колебаний особенно важен по следующим причинам:

Во-первых, большинство колебаний в природе и технике имеют характер, близкий к гармоническим.

Во-вторых, периодические процессы иной формы (с другой зависимостью от времени t) могут быть представлены как наложение нескольких гармонических колебаний.

Гармонические колебания скалярной величины определяются в целом тремя независимыми постоянными параметрами: частотой, амплитудой и начальной фазой. Амплитуда колебаний и начальная фаза определяются начальными условиями, а частота и период – свойствами колебательной системы. Если хотя бы один из этих параметров изменяется во времени, то колебания не будут гармоническими.

2.1 Скорость и ускорение при гармонических колебаниях

Из курса механики известно, что скорость изменения величины определяется как первая производная этой величины по времени:

$$v = \frac{d\xi}{dt} = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = -v_{\max} \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = v_{\max} \cos\left(\omega_0 t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right), \quad (2.2)$$

где $v_{\max} = A\omega_0$ – максимальное (амплитудное) значение скорости.

Ускорение определяется как вторая производная колеблющейся величины по времени:

$$a = \frac{d^2\xi}{dt^2} = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = -a_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = a_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi), \quad (2.3)$$

где $a_{\max} = A\omega_0^2$ – максимальное (амплитудное) значение ускорения.

Гармонические колебания можно представить графически. Для случая $\varphi_0=0$ они имеют вид, показанный на рис. 2.1. Из формул (2.2) и (2.3) и сравнения графиков можно сделать следующие выводы:

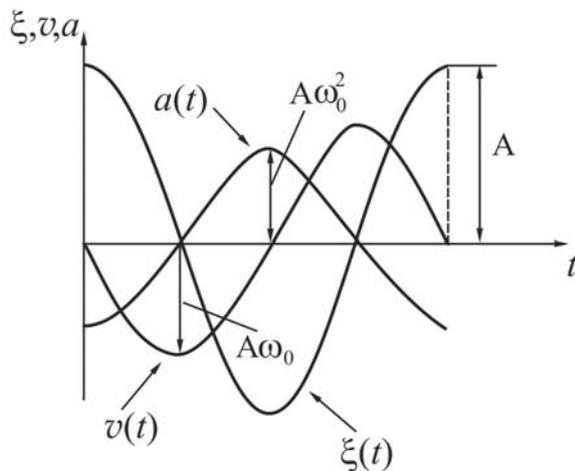


Рисунок 2.1

- $\xi(t)$ и $a(t)$ колеблются в противофазе, то есть $a(t)$ опережает $\xi(t)$ по фазе на π ;
- $v(t)$ опережает $\xi(t)$ по фазе на $\pi/2$.

2.2 Дифференциальное уравнение гармонических колебаний

Согласно уравнению (2.3)

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

Сравнив данное выражение с формулой (2.1), можно сделать вывод, что

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\omega_0^2 \xi, \quad \text{или:}$$

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + \omega_0^2 \xi = 0 \tag{2.4}$$

Уравнение (2.4) называется **дифференциальным уравнением гармонических колебаний**. Оно представляет собой линейное однородное дифференциальное уравнение второго порядка. Дифференцирование ведется по времени t .

Согласно обозначениям, принятым Ньютоном, производные по времени обозначаются следующим образом:

$$\frac{d\xi}{dt} = \dot{\xi}, \quad \frac{d^2\xi}{dt^2} = \ddot{\xi}. \tag{2.5}$$

Тогда дифференциальное уравнение гармонических колебаний можно записать в виде:

$$\ddot{\xi} + \omega_0^2 \xi = 0. \tag{2.6}$$

Если при анализе физических процессов той или иной природы, сделанных на основе законов и приближений, возникает уравнение подобного вида, то это означает, что рассмотренная система может совершать гармонические колебания. Частота колебаний будет определяться свойствами самой системы.

§3 Примеры систем, совершающих гармонические колебания

3.1 Пружинный маятник

Рассмотрим шарик массой m , прикрепленный к пружине жесткостью k (рис. 3.1). Сместим шарик от положения равновесия на расстояние, равное x , после чего предоставим систему самой себе. Возникшая сила упругости стремится вернуть шарик в положение равновесия. По закону Гука

$$F_{\text{упр}} = -kx. \quad (3.1)$$

По второму закону Ньютона

$$F_{\text{упр}} = ma, \quad (3.2)$$

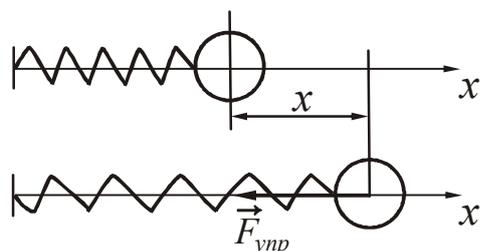


Рисунок 3.1

где a – ускорение, полученное шариком.
Так как

$$a = \frac{d^2x}{dt^2},$$

то

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx. \quad (3.3)$$

Уравнение (3.3) приведем к каноническому виду. Для этого разделим обе части уравнения на массу m . Получим:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0. \quad (3.4)$$

Введем обозначение:

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2. \quad (3.5)$$

Тогда с учетом (3.5) уравнение (3.4) можно переписать в виде:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (3.6)$$

где ω_0 – это физический параметр, характеризующий колебательные свойства системы и называемый *собственной частотой* колебаний.

Таким образом, *движение шарика под действием упругой силы $F = -kx$ описывается дифференциальным уравнением гармонических колебаний.*

Общее решение уравнения (3.6) имеет вид:

$$x(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (3.7)$$

Период колебаний пружинного маятника:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (3.8)$$

В рассмотренном примере сила по своей природе упругая. Может случиться, что сила иного происхождения обнаруживает ту же закономерность, то есть оказывается равной $-kx$, где k – постоянная положительная величина. Силы такого вида, независимо от их природы, называются **квазиупругими**.

3.2 Физический маятник

Физический маятник – это твердое тело, способное совершать колебания относительно неподвижной горизонтальной оси, не проходящей через центр масс.

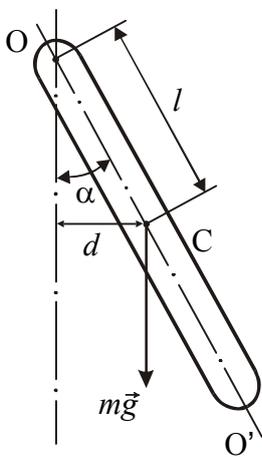


Рисунок 3.2

Отклоним маятник на угол α от положения равновесия (рис. 3.2). При этом возникает вращающий момент M , который стремится вернуть маятник в положение равновесия:

$$M = -mgl \sin \alpha, \quad (3.9)$$

где m – масса маятника, l – расстояние между точкой подвеса O и центром масс C . Знак « $-$ » поставили потому, что момент силы тяжести стремится уменьшить угол отклонения маятника.

Согласно основному закону динамики вращательного движения

$$M = J\varepsilon, \quad (3.10)$$

где $\varepsilon = \frac{d^2\alpha}{dt^2}$ – угловое ускорение маятника,

J – момент инерции маятника относительно оси колебаний.

На основании (3.9) и (3.10) можно записать

$$J \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -mgl \sin \alpha. \quad (3.11)$$

Уравнение (3.11) является нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка. Колебания, описываемые этим уравнением, не будут гармоническими.

Если угол отклонения α мал (до $3^\circ \div 5^\circ$), то $\sin \alpha \approx \alpha$ (α должен быть выражен в радианах). Уравнение (3.11) в этом случае можно привести к виду:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{mgl}{J} \alpha = 0. \quad (3.12)$$

Введем обозначение:

$$\omega_0^2 = \frac{mgl}{J}. \quad (3.13)$$

Тогда:

$$\ddot{\alpha} + \omega_0^2 \alpha = 0 \quad (3.14)$$

Решение уравнений (3.12) и (3.14) имеет вид:

$$\alpha(t) = \alpha_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (3.15)$$

где $A = \alpha_{\max}$ – амплитуда колебаний, то есть наибольший угол, на который отклоняется маятник.

Следовательно, *малые колебания физического маятника являются гармоническими.*

Период гармонических колебаний физического маятника

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}}. \quad (3.16)$$

3.3 Математический маятник

Математический маятник – это материальная точка, подвешенная на невесомой нерастяжимой нити и совершающая колебания в вертикальной плоскости под действием силы тяжести.

Хорошим приближением к математическому маятнику служит небольшой шарик массой m , подвешенный на длинной нити длиной l (рис. 3.3). Математический маятник можно рассматривать как предельный случай физического маятника, масса которого сосредоточена в одной точке.

Движение физического маятника описывается уравнением (3.12):

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \frac{mgl}{J} \alpha = 0.$$

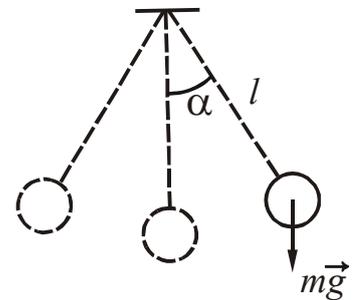


Рисунок 3.3

Если нить длинная, то шарик можно считать материальной точкой. Момент инерции J шарика относительно оси колебаний в этом случае равен:

$$J = ml^2.$$

Период колебаний математического маятника

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{ml^2}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (3.17)$$

Из сопоставления формул (3.16) и (3.17) получается, что математический маятник с длиной

$$l_{\text{пр}} = \frac{J}{ml} \quad (3.18)$$

будет иметь такой же период колебаний, как и данный физический маятник.

Величину (3.18) называют приведенной длиной физического маятника. Таким образом, **приведенная длина физического маятника** – это длина такого математического маятника, период колебаний которого совпадает с периодом колебаний данного физического маятника.

3.4 Колебательный контур

Колебательный контур – цепь, содержащая катушку индуктивностью L и конденсатор емкостью C (рис. 3.4).

Колебания в контуре можно вызвать, сообщив обкладкам конденсатора некоторый начальный заряд. Замкнем ключ K в положение 1 (рис. 3.5). На обкладках возникнут два разноименных заряда $+q$ и $-q$. Между ними возникнет электрическое поле, энергия которого

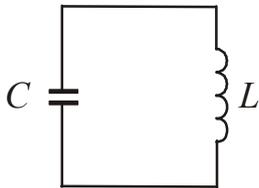


Рисунок 3.4

$$W_{\text{эл}} = \frac{q^2}{2C}. \quad (3.19)$$

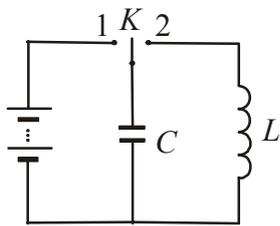


Рисунок 3.5

Если затем отключить источник напряжения и замкнуть конденсатор на индуктивность (ключ K – в положении 2), то конденсатор начнет разряжаться, в контуре потечет ток. В результате этого энергия электрического поля будет уменьшаться, зато возникнет магнитное поле с энергией

$$W_{\text{м}} = \frac{LI^2}{2}, \quad (3.20)$$

которая возрастает. Активное сопротивление $R=0$, поэтому полная энергия не расходуется на нагревание проводов и остается величиной постоянной

$$W_{\text{эл}} + W_{\text{м}} = \text{const}$$

или

$$\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = \text{const}. \quad (3.21)$$

Продифференцируем функцию (3.21) по времени, произведем сокращения и, разделив каждый член уравнения на L , получим:

$$I \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC} q \frac{dq}{dt} = 0. \quad (3.22)$$

Так как по определению $\frac{dq}{dt} = I$, то, соответственно:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}. \quad (3.23)$$

На основании этого можно записать:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC}q = 0. \quad (3.24)$$

Введем обозначение

$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (3.25)$$

и приведем уравнение (3.24) к виду:

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0. \quad (3.26)$$

Решением этого уравнения является функция

$$q = q_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (3.27)$$

где q_{\max} – максимальное (амплитудное) значение заряда.

Таким образом, *заряд на обкладках конденсатора изменяется по гармоническому закону*. Для периода колебаний колебательного контура получается формула, которая называется *формулой Томсона**:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (3.28)$$

Напряжение на конденсаторе отличается от заряда множителем $1/C$ (напомним, что по определению $C=q/U$):

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_{\max}}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = U_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (3.29)$$

где $U_{\max} = q_{\max}/C$ – амплитудное значение напряжения.

Продифференцировав функцию (3.27) по времени, получим выражение для силы тока:

$$I = -\omega_0 q_{\max} \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_{\max} \cos\left(\omega_0 t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right), \quad (3.30)$$

где $I_{\max} = \omega_0 q_{\max}$ – амплитудное значение силы тока.

Таким образом, сила тока опережает по фазе напряжение на конденсаторе на $\pi/2$.

*Томсон Уильям (лорд Кельвин) (1824–1907), английский физик.

§4 Энергия колебаний

Установим характер изменения энергии на примере колебаний пружинного маятника. Они совершаются под действием упругой силы. Потенциальная энергия гармонического колебания

$$W_{\text{п}} = \frac{kx^2}{2} = \frac{k}{2} A^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (4.1)$$

Кинетическая энергия гармонического колебания

$$W_{\text{к}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} A^2 \omega_0^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (4.2)$$

Полная механическая энергия гармонического колебания:

$$\begin{aligned} W &= W_{\text{к}} + W_{\text{п}}, \\ W &= \frac{mA^2\omega_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \\ &= \frac{kA^2}{2} [\sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) + \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0)] = \frac{kA^2}{2}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

так как согласно (3.5) $k = m\omega_0^2$ (см. §3, п.3.1).

Таким образом, полная энергия гармонического колебания равна:

$$W = \frac{kA^2}{2}. \quad (4.4)$$

Это означает, что **полная энергия гармонического колебания остается величиной постоянной**. Отметим, что полная энергия пропорциональна квадрату амплитуды.

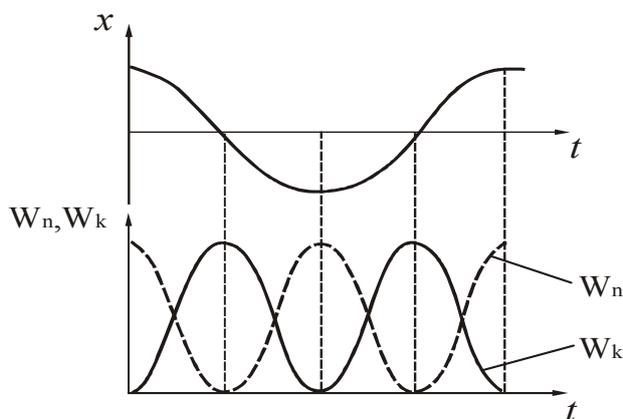


Рисунок 4.1

В процессе колебаний происходит превращение кинетической энергии в потенциальную. Процесс перехода энергии из одного вида в другой является периодическим (рис. 4.1). Частота изменения энергии в 2 раза превышает частоту колебаний. В моменты наибольшего смещения x потенциальная энергия $W_{\text{п}}$ достигает максимума. При прохождении системой положения равновесия ($x=0$) потенциальная энергия равна нулю, а кинетическая энергия максимальна. Наибольшие значения кинетической и потенциальной энергии равны между собой.

Энергия равна нулю, а кинетическая энергия максимальна. Наибольшие значения кинетической и потенциальной энергии равны между собой.

§5 Сложение гармонических колебаний

Любая колебательная система в общем случае может совершать одновременно несколько колебаний, которые отличаются друг от друга частотой, фазой, направлением. Сложение нескольких колебаний значительно облегчается и становится наглядным, если изображать колебания графически в виде векторов на плоскости.

5.1 Графическое изображение гармонических колебаний. Векторная диаграмма

Возьмем ось, которую обозначим буквой x . Из точки O , взятой на оси, отложим вектор длиной A , образующий с осью Ox угол φ_0 , равный начальной фазе (рис. 5.1).

Если привести этот вектор во вращение с постоянной угловой скоростью ω_0 , то проекция конца вектора будет перемещаться по оси x в пределах от $-A$ до $+A$. С течением времени угол будет изменяться по закону

$$\varphi = \omega_0 t + \varphi_0,$$

Соответственно, проекция вектора \vec{A} на ось x изменяется по закону

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0),$$

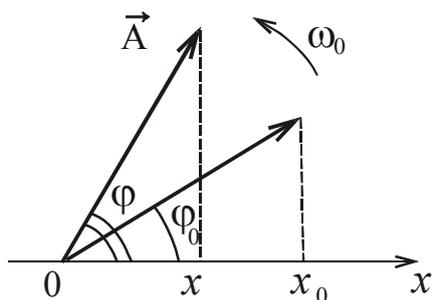


Рисунок 5.1

то есть совершает гармонические колебания.

Из сказанного следует, что *гармоническое колебание может быть задано с помощью вектора, длина которого равна амплитуде колебания, а направление вектора образует с осью x угол, равный фазе колебания*. Полученная схема называется *векторной диаграммой*.

5.2 Сложение одинаково направленных гармонических колебаний

Сложение двух одинаково направленных гармонических колебаний можно пронаблюдать на примере колебаний шарика, подвешенного на пружине в вагоне. Шарик колеблется на пружине относительно точки подвеса и вместе с вагоном колеблется на рессорах относительно земли (рис. 5.2). Оба колебания имеют одинаковое направление.

а). Рассмотрим сложение колебаний одинаковой частоты, т.е. $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$. Смещение x колеблющегося тела будет равно сумме смещений x_1 и x_2 , которые описываются уравнениями:

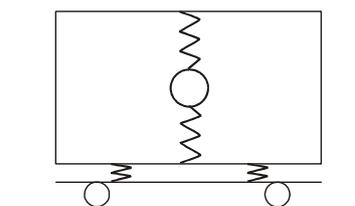


Рисунок 5.2

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}) \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Оба колебания представим в виде векторов \vec{A}_1 и \vec{A}_2 и сложим их по пра-

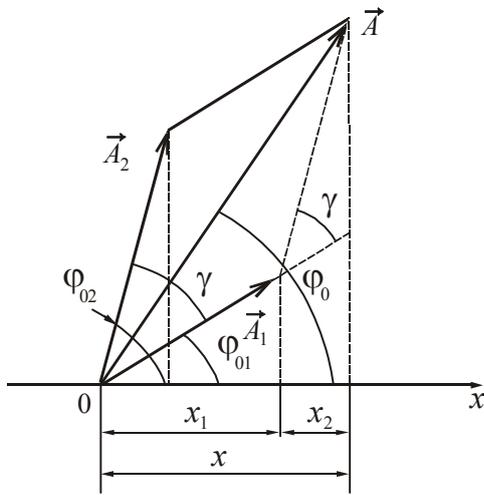


Рисунок 5.3

вилу параллелограмма (рис. 5.3). Проекция вектора \vec{A} на ось x равна сумме проекций слагаемых векторов:

$$x = x_1 + x_2.$$

Следовательно, вектор \vec{A} представляет собой результирующее колебание. Этот вектор вращается с той же угловой скоростью ω_0 , как и векторы \vec{A}_1 и \vec{A}_2 , так что результирующее движение будет гармоническим колебанием с той же частотой ω_0 , амплитудой A и начальной фазой φ_0 :

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (5.2)$$

Из рис. 5.3 по теореме косинусов следует:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \gamma. \quad (5.3)$$

Найдем амплитуду A , сделав замену $\gamma = \varphi_{02} - \varphi_{01}$ в (5.3):

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})}. \quad (5.4)$$

Из рис. 5.3 определяем начальную фазу φ_0 результирующего колебания:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}}{A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}}. \quad (5.5)$$

Итак, представление гармонических колебаний посредством векторов позволяет свести сложение нескольких колебаний к операции сложения векторов.

б). Рассмотрим сложение колебаний одного направления с различными, но близкими частотами. В результате получаются негармонические колебания называемые *биениями*.

Обозначим частоту одного колебания ω , а частоту второго – $(\omega + \Delta\omega)$. По условию $\Delta\omega \ll \omega$. Будем считать, что амплитуды обоих колебаний одинаковы и равны A . За начало отсчета времени примем момент, когда начальные фазы равны нулю. Тогда уравнения колебаний будут иметь вид:

$$x_1 = A \cos \omega t, \quad (5.6)$$

$$x_2 = A \cos(\omega + \Delta\omega)t. \quad (5.7)$$

Результирующее колебание опишется уравнением

$$x = x_1 + x_2 = A(\cos \omega t + \cos(\omega + \Delta\omega)t) = 2A \cos \frac{\Delta\omega t}{2} \cos \omega t$$

(во втором множителе пренебрегаем слагаемым $\Delta\omega/2$ по сравнению с ω).

Таким образом, уравнение, описывающее биения, имеет вид:

$$x = \left| 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right| \cos \omega t. \quad (5.8)$$

Изменение x будет определяться частотой ω , а выражение под знаком модуля меняется медленно и определяет амплитуду биений. Знак модуля поставили потому, что амплитуда по определению величина положительная.

Таким образом, биения можно рассматривать как почти гармоническое колебание с медленно меняющейся амплитудой. График функции (5.8) дан на рис. 5.4. Амплитуда $A(t) = \left| 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right|$ характеризует размах колебаний при биениях. Циклическая частота $\Delta\omega$ называется циклической частотой биений.

Период биений

$$T_{\text{биен}} = \frac{2\pi}{\Delta\omega}. \quad (5.9)$$

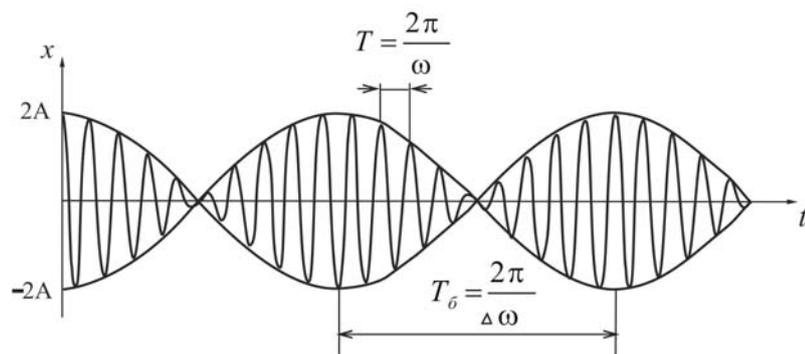


Рисунок 5.4

Биения используют для измерения частоты колебаний путем их сравнения с частотой эталонных колебаний, например, при настройке музыкальных инструментов.

5.3 Сложение взаимно перпендикулярных колебаний

Сложение взаимно перпендикулярных колебаний можно пронаблюдать на примере шарика, закрепленного на пружинах в вагоне (рис. 5.5). Шарик колеблется на пружинах вдоль направления движения вагона и вместе с вагоном колеблется на рессорах перпендикулярно направлению движения.

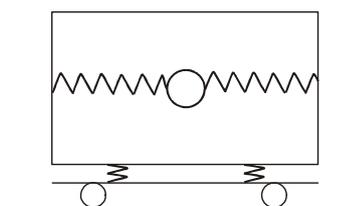


Рисунок 5.5

Пусть точка совершает гармонические колебания одной и той же частоты, происходящие вдоль координатных осей x и y . Начало отсчета выберем так, чтобы начальная фаза первого колебания была равна нулю. Тогда уравнения колебаний запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} x &= A_1 \cos \omega t \\ y &= A_2 \cos(\omega t + \alpha) \end{aligned} \quad (5.10)$$

где $\alpha = \varphi_{02} - \varphi_{01}$ – разность фаз складываемых колебаний. Эти два уравнения составляют систему, которая задает траекторию движения в параметрической форме. Чтобы получить уравнение траектории в обычной форме, исключим из (5.10) параметр t . Из первого уравнения

$$\cos \omega t = \frac{x}{A_1}, \quad (5.11)$$

следовательно

$$\sin \omega t = \sqrt{1 - \cos^2 \omega t} = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{A_1}\right)^2}. \quad (5.12)$$

Из второго уравнения системы (5.10) по формуле косинуса суммы имеем:

$$\frac{y}{A_2} = \cos(\omega t + \alpha) = \cos \omega t \cos \alpha - \sin \omega t \sin \alpha. \quad (5.13)$$

В выражение (5.13) подставим вместо $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$ их значения по формулам (5.11) и (5.12). В результате получим:

$$\frac{y}{A_2} = \frac{x}{A_1} \cdot \cos \alpha - \sqrt{1 - \left(\frac{x}{A_1}\right)^2} \cdot \sin \alpha. \quad (5.14)$$

После математических преобразований это уравнение можно привести к виду (попробуйте выполнить это самостоятельно):

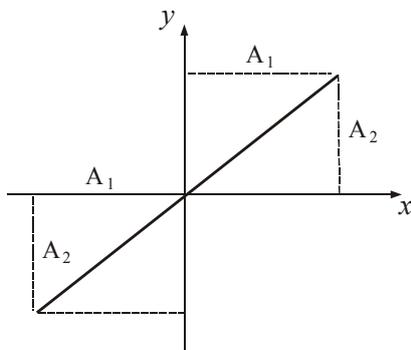


Рисунок 5.6

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos \alpha = \sin^2 \alpha. \quad (5.15)$$

Из аналитической геометрии известно, что уравнение (5.15) представляет собой уравнение эллипса, оси которого ориентированы относительно координатных осей x и y произвольно.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Разность фаз складываемых колебаний $\alpha = \Delta\varphi = 0$.

В этом случае уравнение (5.15) примет вид

$$\left(\frac{x}{A_1} - \frac{y}{A_2}\right)^2 = 0.$$

Из него получается уравнение прямой, проходящей через начало координат и лежащей в I и III четвертях (рис. 5.6)

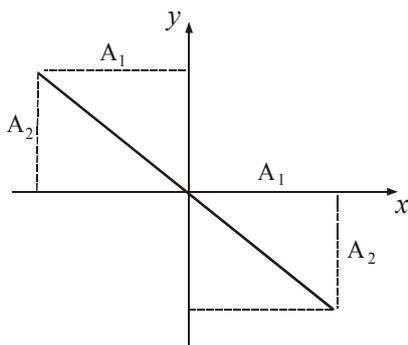


Рисунок 5.7

$$y = \frac{A_2}{A_1} x. \quad (5.16)$$

2. Разность фаз складываемых колебаний $\alpha = \Delta\varphi = \pm\pi$.

Уравнение (5.15) примет вид:

$$\left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0.$$

Из него получается уравнение прямой, проходящей начало координат и лежащей в II и IV четвертях (рис. 5.7):

$$y = -\frac{A_2}{A_1} x. \quad (5.17)$$

3. Разность фаз складываемых колебаний $\alpha = \Delta\varphi = \pm\frac{\pi}{2}$.

Уравнение (5.15) переходит в следующее:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1, \quad (5.18)$$

то есть в каноническое уравнение эллипса. Полуоси эллипса равны соответствующим амплитудам. Если $A_1 = A_2 = R$, то эллипс вырождается в окружность

$$x^2 + y^2 = R^2. \quad (5.19)$$

Случаи $\alpha = \pi/2$ и $\alpha = \Delta\varphi = -\pi/2$ отличаются направлением движения по эллипсу или окружности (рис. 5.8).

Если точка одновременно колеблется в двух взаимно-перпендикулярных направлениях так, что частоты относятся как целые числа (т.е. частоты кратные), то она будет двигаться вдоль замкнутой кривой, форма которой зависит от отношения амплитуд A_2/A_1 , кратности частот ω_2/ω_1 и разности начальных фаз $\Delta\varphi$.

Такие замкнутые траектории точки, одновременно совершающей гармонические колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях, называются **фигурами Лиссажу***. Фигуры Лиссажу вписываются в прямоугольник, стороны которого параллельны осям координат Ox и Oy и равны соответственно $2A_1$ и $2A_2$.

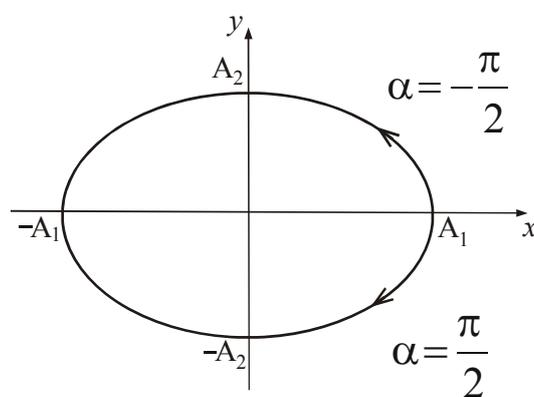


Рисунок 5.8

*Лиссажу Жан Энтуан (1822–1880), французский физик.

Отношение частот ω_y/ω_x равно отношению числа касаний фигуры Лиссажу с горизонтальными и вертикальными сторонами прямоугольника, в который она вписана.

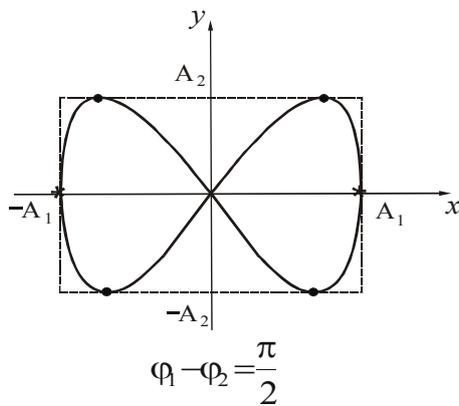


Рисунок 5.9

$$\frac{\omega_y}{\omega_x} = \frac{n_x}{n_y}. \quad (5.20)$$

Пример:

Число касаний фигуры с горизонтальными сторонами: $n_x=4$, число касаний с вертикальными сторонами: $n_y=2$ (рис. 5.9). Отношение частот

$$\frac{\omega_y}{\omega_x} = \frac{4}{2} = 2$$

С помощью фигур Лиссажу можно найти неизвестную частоту по известной.

§6 Затухающие колебания

В реальных физических системах, участвующих в колебательном движении, всегда присутствуют силы сопротивления (внутреннее трение, сопротивление среды, потери энергии за счет нагревания проводников и т. д.), действие которых уменьшает энергию системы. Уменьшение энергии приводит к затуханию колебаний.

6.1 Затухающие колебания пружинного маятника

В реальных условиях на шарик массы m , совершающий колебания вдоль оси Ox под действием силы упругости, действует также сила сопротивления. Предположим, что это сила вязкого трения. При малых скоростях она пропорциональна скорости

$$F_c = -r v = -r \frac{dx}{dt}, \quad (6.1)$$

где r – коэффициент сопротивления. Знак « $-$ » обусловлен тем, что сила и скорость имеют противоположные направления. В этом случае второй закон Ньютона запишется в виде

$$-kx - r \frac{dx}{dt} = m \frac{d^2x}{dt^2}. \quad (6.2)$$

Разделив обе части полученного уравнения на m , перепишем его следующим образом:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = 0 \quad (6.2a)$$

или

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (6.3)$$

где обозначено:

$$\beta = \frac{r}{2m}, \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m}.$$

Величину β называют **коэффициентом затухания**. Напомним, что ω_0 – собственная частота колебаний, то есть частота, с которой совершались бы свободные колебания при отсутствии трения.

Уравнение (6.3) называют **дифференциальным уравнением затухающих колебаний**. Решение уравнения (6.3) зависит от соотношения между коэффициентом затухания β и собственной частотой ω_0 . Если затухание невелико ($\beta < \omega_0$), то его решение имеет вид:

$$x(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (6.4)$$

$$\text{где } \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}, \quad (6.5)$$

ω – частота затухающих колебаний.

Согласно (6.4) движение маятника можно рассматривать как колебание с частотой ω и амплитудой A , изменяющейся по закону

$$A = A(t) = A_0 e^{-\beta t}. \quad (6.6)$$

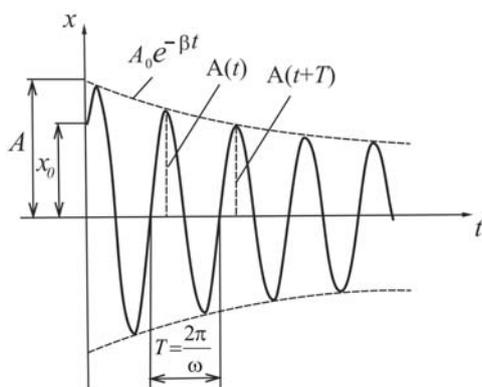


Рисунок 6.1

График функции $x(t)$ дан на рисунке 6.1.

6.2 Затухающие колебания в колебательном контуре

Всякий реальный контур (рис. 6.2) обладает активным сопротивлением ($R \neq 0$). Энергия, запасенная в контуре, расходуется в этом сопротивлении на нагревание, поэтому свободные колебания затухают.

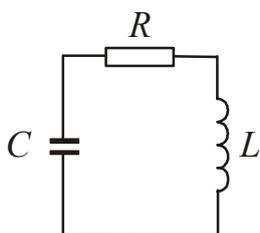


Рисунок 6.2

Получим дифференциальное уравнение затухающих колебаний, используя закон сохранения энергии. Потери энергии равны количеству тепла, выделившемуся на активном сопротивлении:

$$-d(W_{\text{эл}} + W_{\text{м}}) = \delta Q. \quad (6.7)$$

Знак « $-$ » перед дифференциалом означает, что энергия уменьшается.

Согласно (3.19) и (3.20):

$$W_{\text{эл}} = \frac{q^2}{2C}, \quad W_{\text{м}} = \frac{LI^2}{2}.$$

По закону Джоуля – Ленца

$$\delta Q = I^2 R dt . \quad (6.8)$$

Записанные соотношения подставим в (6.7) и найдем дифференциал:

$$-\left(\frac{1}{2C} 2q dq + \frac{L}{2} 2I dI \right) = I^2 R dt \quad (6.9)$$

Разделив (6.9) на произведение $L dt$ и учтя, что

$$I = \frac{dq}{dt}, \quad \frac{dI}{dt} = \frac{d^2 q}{dt^2},$$

получим дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (6.10)$$

или

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0, \quad (6.11)$$

где

$$\beta = \frac{R}{2L}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC}.$$

Уравнение (6.11) по своему виду совпадает с дифференциальным уравнением (6.3) для затухающих механических колебаний. Если затухание невелико ($\beta < \omega_0$), то его решение имеет вид:

$$q(t) = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (6.12)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ – частота затухающих колебаний. (6.13)

График функции $q(t)$ имеет тот же вид, что и $x(t)$ (см. рис. 6.1).

6.3 Основные характеристики затухающих колебаний

Величинами, характеризующими затухающие колебания, являются:

1. **Коэффициент затухания** (β) – скалярная физическая величина, характеризующая скорость затухания.

$$[\beta] = 1/c$$

Для механических колебаний

$$\beta = \frac{r}{2m}. \quad (6.14)$$

Для электромагнитных колебаний

$$\beta = \frac{R}{2L}. \quad (6.15)$$

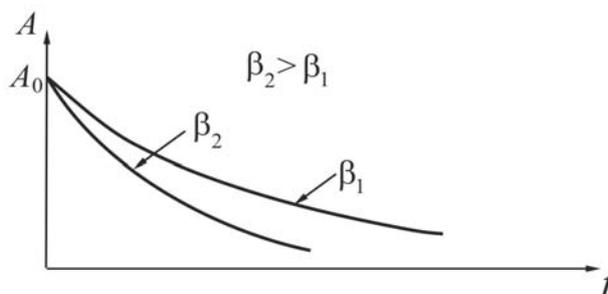


Рисунок 6.3

Чем больше коэффициент затухания, тем быстрее уменьшается амплитуда (рис. 6.3).

2. **Время релаксации** (τ) – время, в течение которого амплитуда колебаний уменьшается в $e = 2,71 \dots$ раз (e – основание натуральных логарифмов).

Найдем связь между β и τ . Амплитуда затухающих колебаний уменьшается согласно (6.6) по закону

$$A(t) = A_0 e^{-\beta t}$$

Если $t = \tau$, то $A(\tau) = \frac{A_0}{e}$. Сделаем подстановку:

$$\frac{A_0}{e} = A_0 e^{-\beta \tau}.$$

Отсюда $\beta \tau = 1$.

$$\tau = \frac{1}{\beta} \quad (6.16)$$

3. **Логарифмический декремент затухания** (λ) – безразмерная величина, количественная характеристика быстроты затухания колебаний, численно равная натуральному логарифму отношения двух следующих друг за другом амплитуд $A(t)$ и $A(t + T)$ в одну и ту же сторону (см. рис. 6.1)

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t + T)} \quad (6.17)$$

Установим связь между логарифмическим декрементом затухания и коэффициентом затухания.

$$\lambda = \ln \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \ln e^{\beta T} = \beta T.$$

$$\lambda = \beta T. \quad (6.18)$$

Средние значения логарифмических декрементов некоторых систем приведены в таблице 6.1.

4. **Число колебаний за время релаксации** – N_e .

$$N_e = \frac{\tau}{T} = \frac{1}{\beta T} = \frac{1}{\lambda}. \quad (6.19)$$

5. **Добротность колебательной системы** (Q) – безразмерная физическая величина, характеризующая убыль энергии за период и равная произведению 2π на отношение энергии $W(t)$ колебаний системы в произвольный момент времени t к убыли этой энергии за один период T .

$$Q = 2\pi \frac{W(t)}{\Delta W_T}, \quad (6.20)$$

где $\Delta W_T = W(t) - W(t + T)$.

Если затухание невелико, то добротность определяется по соотношению:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda}. \quad (6.21)$$

Большим значениям Q соответствует слабое затухание.

Типичные значения добротности некоторых систем приведены в таблице 6.1.

Таблица 6.1. Средние значения логарифмических декрементов затухания λ и типичные значения добротности Q некоторых систем

Колебательная система	Декремент затухания, λ	Добротность, Q
Радиоконтурь обычные	0,02 ÷ 0,05	10 ÷ 100
Камертон	0,001	100
Кварцевая пластинка	$10^{-4} \div 10^{-5}$	$2 \cdot 10^4$
СВЧ резонаторы	$10^{-3} \div 10^{-4}$	$10^3 \div 10^4$
Оптический резонатор	$10^{-6} \div 10^{-7}$	$10^6 \div 10^7$
Сейсмические волны		25 ÷ 1400
Струна (скрипка, рояль)		1000

6. Энергия колебаний. Так как энергия колебаний пропорциональна квадрату амплитуды (см. формулу (4.4)), то закон изменения энергии при затухающих колебаниях примет вид:

$$W(t) = W_0 e^{-2\beta t}, \quad (6.22)$$

где в соответствии с (4.4):

$$W_0 = \frac{kA_0^2}{2}. \quad (6.23)$$

6.4 Аперидический процесс

Рассмотрим, каким будет характер движения при больших коэффициентах затухания. Согласно (6.5) частота затухающих колебаний

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Если $\beta = \omega_0$, то частота затухающих колебаний обращается в нуль, а период – в бесконечность, то есть движение перестает быть периодическим.

Если $\beta > \omega_0$, то движение носит аперидический (непериодический) характер. Это означает, что выведенная из положения равновесия система возвращается в положение равновесия, не совершая колебаний.

На рис. 6.4 показаны графики изменения координаты при аперидическом процессе в зависимости от начальных условий.

1 – направление отклонения и направление начальной скорости совпадают;

2 – направление отклонения и направление начальной скорости противоположны, но скорость маленькая;

3 – направление отклонения и направление начальной скорости противоположны.

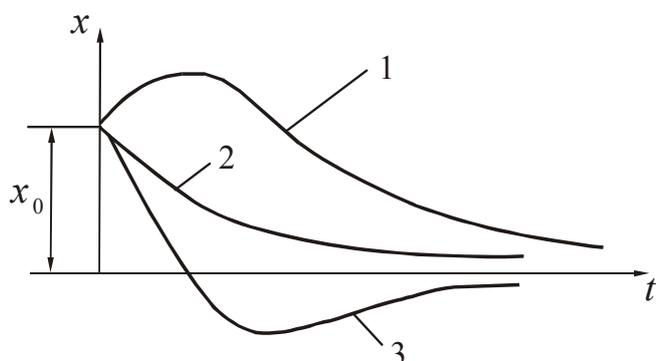


Рисунок 6.4

Таким образом, при $\beta \geq \omega_0$ колебательная система переходит к аperiодическому процессу.

На практике нередко возникает задача погашения колебаний в момент их возникновения (например, колебания стрелки измерительного прибора, колебаний кузова автомобиля). Устройства, которые позволяют увеличить затухание колебательной системы, называются **демпферами** или **амортизаторами**.

§7 Вынужденные колебания

Чтобы вызвать вынужденные колебания нужно оказывать на систему внешнее периодически изменяющееся воздействие.

7.1 Вынужденные механические колебания

В качестве колебательной системы рассмотрим пружинный маятник, совершающий колебания вдоль оси Ox (см. п. 3.1). Переменная внешняя сила, приложенная к системе и вызывающая ее механические колебания, называется **вынуждающей силой**. Пусть вынуждающая сила изменяется по закону

$$F(t) = F_0 \cos \Omega t, \quad (7.1)$$

где Ω – частота вынуждающей силы, а F_0 – ее амплитудное значение. Кроме вынуждающей силы на маятник действуют также те силы, что и при свободных колебаниях, то есть квазиупругая сила и сила сопротивления (см. п. 6.1). Запишем второй закон Ньютона:

$$-kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \Omega t = m \frac{d^2 x}{dt^2}.$$

Разделив это уравнение на m , перепишем его в виде:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = \frac{F_0}{m} \cos \Omega t, \quad (7.2)$$

или

$$\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \Omega t, \quad (7.3)$$

где

$$f_0 = \frac{F_0}{m}, \quad \beta = \frac{r}{2m}, \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m}.$$

Уравнение (7.3) является **дифференциальным уравнением вынужденных механических колебаний**. Из теории дифференциальных уравнений известно, что общее решение данного неоднородного дифференциального уравнения равно сумме общего решения соответствующего однородного уравнения и частного решения неоднородного:

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t).$$

Общее решение однородного уравнения уже известно (см. формулу (6.4)):

$$x_1(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0).$$

Можно показать, что частное решение, удовлетворяющее правой части уравнения (7.2), имеет вид:

$$x_2(t) = A \cos(\Omega t + \varphi).$$

Амплитудное значение $x_1(t)$, равное $A_0 e^{-\beta t}$, после начала вынужденных колебаний более или менее быстро уменьшается. Следовательно, через некоторое время τ после начала колебаний свободные колебания маятника практически прекращаются:

$x(t) \approx x_2(t)$. Маятник переходит в состояние установившихся вынужденных колебаний, которые совершаются с частотой вынуждающей силы (см. рис. 7.1):

$$x(t) = A \cos(\Omega t + \varphi), \quad (7.4)$$

где φ — представляет собой величину отставания по фазе вынужденного колебания от обусловившей его вынуждающей силы. Амплитуда этих колебаний A и значение φ определяются как параметрами системы (m, ω_0), так и параметрами вынуждающей силы (F_0, Ω).

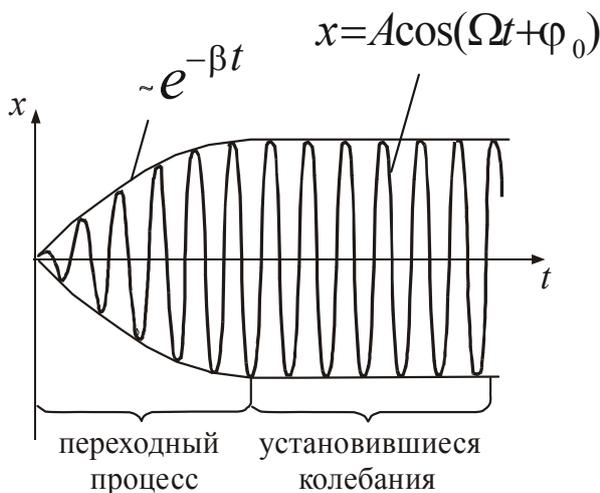


Рисунок 7.1

Амплитуда этих колебаний A и значение φ определяются как параметрами системы (m, ω_0), так и параметрами вынуждающей силы (F_0, Ω).

$$A = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\beta^2 \Omega^2}}. \quad (7.5)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{2\beta \Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}. \quad (7.6)$$

График зависимости амплитуды A вынужденных колебаний от частоты Ω вынуждающей силы (т.е. амплитудно-частотная характеристика) имеет вид, представленный на рис. 7.2.

Если $\Omega = 0$, то $\varphi = 0$. В этом случае

$$A = A_{ст} = \frac{F_0}{m\omega_0^2} = \frac{F_0}{k}. \quad (7.7)$$

Амплитуду $A_{ст}$ называют **статическим смещением** (статической амплитудой) маятника из положения равновесия под действием постоянной силы F_0 .

При некоторой частоте Ω_p , называемой резонансной, амплитуда достигает максимального значения A_p .

Явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты вынуждающей силы к собственной частоте ω_0 называется **резонансом**.

Чтобы определить резонансную частоту Ω_p , надо исследовать выражение (7.5) на экстремум. При этом для резонансной частоты получится следующее выражение:

$$\Omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (7.8)$$

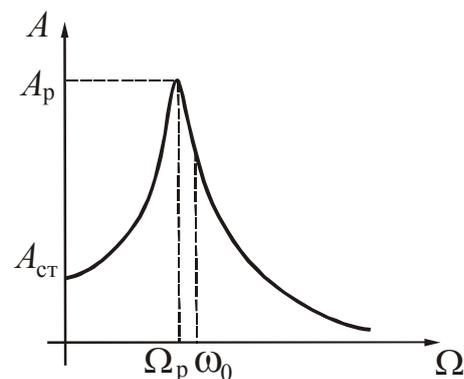


Рисунок 7.2

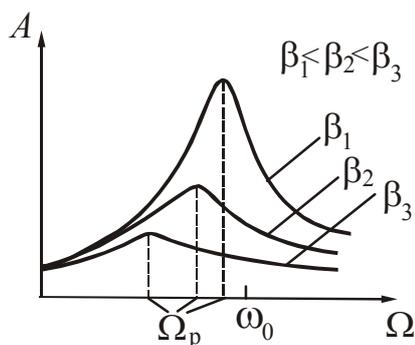


Рисунок 7.3

Подставив это значение частоты в (7.5), получим выражение для резонансной амплитуды:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (7.9)$$

Из (7.9) следует, что при $\beta = 0$ (сил сопротивления нет) амплитуда при резонансе обращалась бы в бесконечность. Резонансная частота при этом совпала бы с собственной частотой ω_0 .

Из (7.8) и (7.9) также следует, что чем меньше β , тем выше и правее лежит максимум кривой (рис. 7.3).

Для $\beta \ll \omega_0$ отношение резонансной амплитуды к статической равно добротности системы:

$$\frac{A_p}{A_{ст}} = Q. \quad (7.10)$$

Добротность, таким образом, характеризует резонансные свойства колебательной системы.

7.2 Вынужденные колебания в колебательном контуре

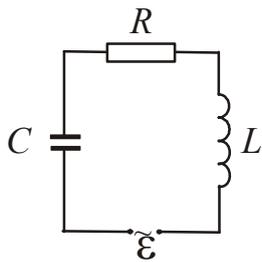


Рисунок 7.4

Чтобы вызвать вынужденные колебания в колебательном контуре, нужно включить последовательно с элементами контура переменную эдс (рис. 7.4):

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \cos \Omega t, \quad (7.11)$$

где ε_0 – амплитудное значение эдс.

Получим дифференциальное уравнение вынужденных колебаний, применив закон сохранения энергии. В левую часть уравнения (6.7) (см. § 6, п. 6.2) добавим элементарную работу, которую совершает источник эдс:

$$\delta A = \varepsilon I dt. \quad (7.12)$$

Уравнение (6.7) примет вид:

$$-d(W_{\text{эл}} + W_{\text{м}}) + \delta A = \delta Q. \quad (7.13)$$

Проведя такие же преобразования, как в п. 6.2, получим следующее уравнение:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = \frac{\varepsilon_0}{L} \cos \Omega t \quad (7.14)$$

или:

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{\varepsilon_0}{L} \cos \Omega t. \quad (7.15)$$

Здесь β и ω_0 определяются теми же формулами, что в случае затухающих колебаний (см. п.6.2).

Уравнение (7.15) является **дифференциальным уравнением вынужденных электромагнитных колебаний**. Оно имеет тот же вид, что и дифференциальное уравнение вынужденных механических колебаний (7.3). Следовательно, его решение также представим в виде:

$$q(t) = q_1(t) + q_2(t),$$

где $q_1(t) = q_{01} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$ – общее решение однородного дифференциального уравнения;

$q_2(t) = q_0 \cos(\Omega t + \varphi)$ – частное решение данного неоднородного уравнения.

При установившихся вынужденных колебаниях заряд изменяется по гармоническому закону:

$$q(t) = q_0 \cos(\Omega t + \varphi). \quad (7.16)$$

Амплитудное значение заряда q_0 и сдвиг фаз φ находятся по формулам, аналогичным для механических колебаний:

$$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{L\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\beta^2\Omega^2}} = \frac{\varepsilon_0}{\Omega\sqrt{R^2 + \left(\Omega L - \frac{1}{\Omega C}\right)^2}}, \quad (7.17)$$

$$\operatorname{tg}\varphi = -\frac{2\beta\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2} = \frac{R}{\Omega L - \frac{1}{\Omega C}}. \quad (7.18)$$

В формулах (7.17) и (7.18) произведена замена:

$$\beta = \frac{R}{2L}, \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

График зависимости заряда q от частоты Ω совпадает с графиком $A = f(\Omega)$ для вынужденных механических колебаний (см. рис. 7.3)

Сила тока в колебательном контуре при установившихся колебаниях

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_0\Omega \sin(\Omega t + \varphi) = I_0 \cos\left(\Omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (7.19)$$

где $I_0 = q_0\Omega$ – амплитуда силы тока, $\varphi = \varphi_0 + \frac{\pi}{2}$ – сдвиг фаз между током и приложенным напряжением.

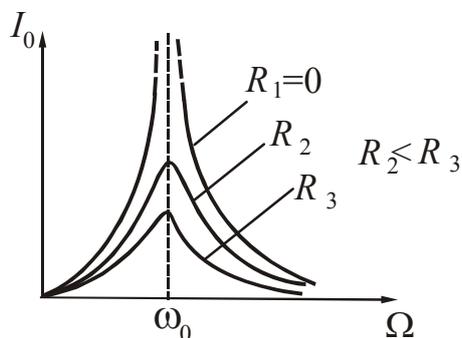


Рисунок 7.5

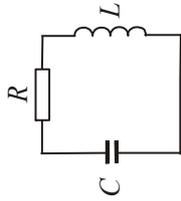
Графики зависимости силы тока I_0 от Ω при различных R называются **резонансными кривыми** (рис. 7.5). Резонансная циклическая частота Ω_p , соответствующая максимуму амплитуды силы тока в контуре, не зависит от активного сопротивления R :

$$\Omega_p = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (7.20)$$

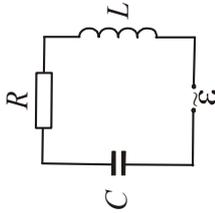
Явление резонанса играет большую роль в технике. Его используют в акустике для усиления звучания музыкальных инструментов, в электротехнике – для измерения частоты тока, в радиотехнике – для выделения нужного сигнала из других, отличающихся частотой, а также в многоканальной телеграфии и телефонии.

Резонанс может быть причиной аварий и катастроф. Периодические толчки от поршневых машин, силовых валов турбин, пропеллеров передаются на фундаментальные и другие части машин. Поэтому, например, собственная частота вибраций корпуса корабля или крыла самолета должна значительно отличаться от частоты возмущающей силы, обусловленной вращением силовых винтов. Амплитуду опасных резонансных колебаний также уменьшают, увеличив коэффициент затухания (это делается в амортизаторе автомобиля). Явление резонанса становится незаметным.

Таблица 7.1 Сопоставление уравнений, описывающих механические и электромагнитные колебания					
Система	Физическая модель	Тип колебаний а) по природе б) по характеру	Условия, необходимые для осуществления колебаний	Дифференциальное уравнение и его решение	Характеристики колебаний
Замкнутая консервативная	Пружинный маятник	а) механические	1. Наличие упругой или квазиупругой силы $F_{\text{упр}} = -kx$	$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$ $x(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$	$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$ $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$
		б) гармонические			
	Физический маятник	а) механические б) гармонические	2. Наличие вращающего момента M , который стремится вернуть маятник в положение равновесия, и аналогичен в этом квазиупругой силе.	$\ddot{\alpha} + \omega_0^2 \alpha = 0$ $\alpha(t) = \alpha_{\text{max}} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$	$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}}$ $\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{J}}$
Замкнутая консервативная	Математический маятник	а) механические б) гармонические			$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ $\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}$
		а) электромагнитные б) гармонические	1. Наличие заряженного конденсатора емкостью C и катушки индуктивностью L . 2. Активное сопротивление контура $R = 0$	$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0$ $q = q_{\text{max}} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$	$T = 2\pi \sqrt{LC}$ $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$

Продолжение таблицы 7.1 Сопоставление уравнений, описывающих механические и электромагнитные колебания					
Система	Физическая модель	Тип колебаний а) по природе б) по характеру	Условия, необходимые для осуществления колебаний	Дифференциальное уравнение и его решение	Характеристики колебаний
Замкнутая диссипативная	Пружинный маятник	а) механические б) затухающие	1. Наличие упругой или квазиупругой силы $F_{\text{упр}} = -kx$ 2. Наличие силы сопротивления (трения) $F_c = -rv$.	$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$ $x(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$	$T = \frac{2\pi}{\omega}$ $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ $\beta = \frac{r}{2m}$
Замкнутая диссипативная	Колебательный контур 	а) электромагнитные б) затухающие	1. Наличие заряженного конденсатора емкостью C и катушки индуктивностью L . 2. Активное сопротивление контура $R \neq 0$.	$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0$ $q(t) = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$	$T = \frac{2\pi}{\omega}$ $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ $\beta = \frac{R}{2L}$

Продолжение таблицы 7.1 Сопоставление уравнений, описывающих механические и электромагнитные колебания

Система	Физическая модель	Тип колебаний	Условия, необходимые для осуществления колебаний	Дифференциальное уравнение и его решение	Характеристики колебаний
Не замкнутая диссипативная	Пружинный маятник	а) механические б) вынужденные	1. Наличие упругой или квазиупругой силы $F_{\text{упр}} = -kx$. 2. Наличие силы сопротивления (трения) $F_c = -rv$. 3. Наличие вынуждающей силы $F(t) = F_0 \cos \Omega t$.	$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \Omega t$ $x(t) = A \cos(\Omega t + \varphi)$	$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 + \Omega^2)^2 + 4\beta^2 \Omega^2}}$ $\text{tg} \varphi = -\frac{2\beta\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}$
Не замкнутая диссипативная	Колебательный контур 	а) электромагнитные б) вынужденные	1. Наличие заряженного конденсатора емкостью C и катушки индуктивностью L . 2. Активное сопротивление контура $R \neq 0$. 3. Наличие переменной ЭДС	$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{\varepsilon_0}{L} \cos \Omega t$ $q(t) = q_0 \cos(\Omega t + \varphi)$	$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{L\sqrt{(\omega_0^2 + \Omega^2)^2 + 4\beta^2 \Omega^2}}$ $= \frac{\varepsilon_0}{\Omega\sqrt{R^2 + \left(\Omega L - \frac{1}{\Omega C}\right)^2}}$ $\text{tg} \varphi = -\frac{2\beta\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2} = -\frac{R}{\Omega L - \frac{1}{\Omega C}}$

Глава 2. Упругие волны

§8 Общие сведения о волнах

Волна – это процесс распространения возмущений в пространстве, переносящий энергию.

Возмущение (ξ) – это отклонение какой-либо физической величины, характеризующей состояние системы, от значения, которое она имела при нахождении системы в состоянии равновесия.

Мы будем рассматривать возмущения, которые носят колебательный характер, поэтому можно дать более узкое определение волны.

Волна – это процесс распространения колебаний в пространстве.

8.1 Классификация волн

В зависимости от физической природы источника колебаний волны делят на:

- механические (звуковые, ударные, сейсмические и т.д.);
- волны на поверхности жидкости;
- электромагнитные (шкала электромагнитных волн в интервале от радиоволн до гамма-излучения).

Механическими волнами называются механические возмущения, возникающие в упругой среде, поэтому механические волны имеют второе название – **упругие** волны.

Поверхностные волны распространяются вдоль свободной поверхности жидкости или вдоль поверхности двух несмачивающихся жидкостей. В образовании этих волн определяющую роль играют силы поверхностного натяжения и силы тяжести. В поверхностных волнах частицы жидкости одновременно совершают поперечные и продольные колебания, описывая эллиптические или более сложные траектории.

В зависимости от взаимной ориентации направления колебаний и направления распространения волн различают:

- поперечные волны
- продольные волны.

Волна называется **поперечной**, если направление колебаний частиц среды перпендикулярно направлению распространения волны (рис. 8.1 а).



Волна называется **продольной**, если направление колебаний частиц среды происходит вдоль направления распространения волны (рис. 8.1 б).



Рисунок 8.1

Поперечные упругие волны могут возникнуть лишь в среде, обладающей сопротивлением сдвигу, поэтому в жидкой и газообразной средах возможно возникновение только продольных волн. В твердой среде возможно возникновение как продольных, так и поперечных волн.

Распространяясь от источника колебаний, волновой процесс охватывает все новые области пространства.

Область пространства, в которой существует волновой процесс (возмущение), называется **волновым полем**. Геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t , называется **фронтом волны**. Фронт волны представляет собой ту поверхность, которая отделяет часть пространства, уже вовлеченную в волновой процесс, от области, в которой колебания еще не возникли. В зависимости от геометрии фронта волны делят на:

- плоские (рис 8.2а);
- сферические (рис 8.2б).

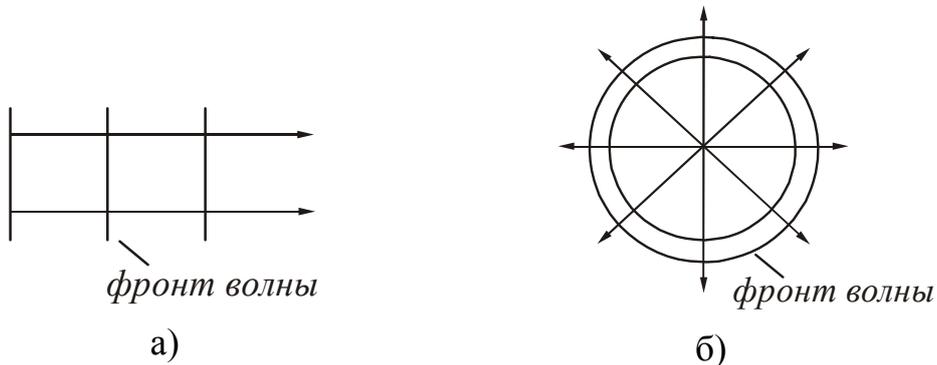


Рисунок 8.2

Стрелки на рисунке указывают направление распространения волны. Плоские волны возникают от плоского или удаленного источника. Их волновые фронты представляют собой плоскости. Сферические волны возникают от точечного источника в пространстве. Их волновые фронты представляют собой сферы.

8.2 Характеристики волн

Особое значение в теории волн имеет представление о гармонической волне, т.е. бесконечной синусоидальной волне, в которой все изменения состояния происходят по закону синуса или косинуса (рис. 8.3). Такие волны могли бы распространяться в однородной среде без искажения формы.

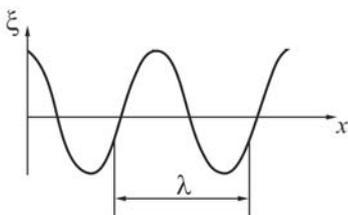
Основными характеристиками волны являются:

Длина волны (λ) – расстояние между ближайшими точками, колеблющимися в одинаковой фазе (рис. 8.3).

Период колебаний (T) – время, в течение которого совершается один полный цикл колебаний.

Амплитуда (A) – максимальное отклонение физической величины от положения равновесия.

Длина волны и период связаны соотношением:



$$\lambda = vT, \tag{8.1}$$

Рисунок 8.3

где v – скорость распространения волны.

Данная формула справедлива для волн любой природы. Используя соотношение (8.1), можно дать другое определение длины волны.

Длина волны – это расстояние, на которое распространяется фронт волны за время, равное периоду колебаний.

Вместо периода T часто пользуются частотой ν , которая равна числу колебаний за единицу времени $\nu = \frac{1}{T}$. Из (8.1) получим

$$\lambda = \frac{v}{\nu}. \quad (8.2)$$

Напомним, что период измеряется в секундах, частота – в герцах.

§9 Плоская монохроматическая волна

Гармоническая волна называется **монохроматической**, если ее частота ν и амплитуда A с течением времени не меняются. Если фронт волны представляет собой плоскость, то волна называется **плоской**.

9.1 Уравнение плоской монохроматической волны

Уравнением волны называется выражение, которое определяет, как смещение ξ колеблющейся частицы зависит от координаты x и времени t : $\xi = \xi(x, t)$. Ось Ox совместим с направлением распространения волны. Волновые поверхности плоской волны будут перпендикулярны оси x (рис. 9.1).

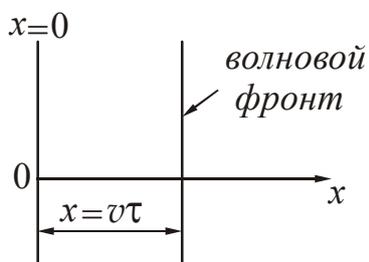


Рисунок 9.1

Колебания точек, лежащих в плоскости $x = 0$, то есть колебания источника, имеют вид:

$$\xi(0, t) = A \cos \omega t.$$

Чтобы пройти путь от плоскости $x=0$ до плоскости с произвольной координатой x , нужно время

$$\tau = \frac{x}{v},$$

где v – скорость перемещения фронта волны.

Это значит, что колебания частиц, лежащих в плоскости x , будут отставать по времени на τ . Их уравнение имеет вид:

$$\xi(x, t) = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (9.1)$$

Уравнению (9.1) можно придать другой вид. Для этого введем величину

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (9.2)$$

которая называется волновым числом. **Волновое число** показывает, сколько длин волн укладывается на расстоянии 6,28 м. С учетом (9.2), а также того, что $\omega = 2\pi/T$, а $\lambda = vT$, получим:

$$\xi(x, t) = A \cos\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{\lambda}\right),$$

или

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx). \quad (9.3)$$

Уравнения (9.1), (9.3) называют **уравнениями плоской бегущей волны**.

Фронт волны представляет собой плоскость постоянной фазы. Зафиксируем какое-либо значение фазы в уравнении (9.3), положив, что

$$(\omega t - kx) = \text{const}.$$

Продифференцируем это выражение по времени:

$$\omega - k \frac{dx}{dt} = 0,$$

или

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}.$$

Значение $\frac{dx}{dt} = v$ дает скорость, с которой перемещается фазовая плоскость:

$$v = \frac{\omega}{k}. \quad (9.4)$$

Таким образом, скорость распространения гармонической волны – это скорость перемещения фазовой плоскости, поэтому ее называют **фазовой скоростью** ($v = v_{\text{фаз}}$).

Волны распространяются с конечной скоростью, зависящей от природы волны и свойств среды.

а) в твердых телах:

Скорость распространения продольной волны:

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (9.5)$$

где E – модуль Юнга*, ρ – плотность среды.

Скорость распространения поперечной волны:

$$v = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (9.6)$$

где G – модуль сдвига.

*Юнг Томас (1773–1829), английский физик.

б) в газах:

Скорость распространения продольной волны (звука):

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}, \quad (9.7)$$

где γ – показатель адиабаты газа, M – молярная масса газа, R – молярная газовая постоянная, T – термодинамическая температура.

9.2 Волновое уравнение

Уравнение любой волны является решением дифференциального уравнения, называемого волновым. Установим его вид для плоской монохроматической волны. Согласно (9.3):

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx).$$

Дважды продифференцируем это уравнение по x и t :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -A\omega \sin(\omega t - kx); \quad \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -A\omega^2 \cos(\omega t - kx) = -\omega^2 \xi(x, t) \quad (9.8)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = Ak \sin(\omega t - kx), \quad \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -Ak^2 \cos(\omega t - kx) = -k^2 \xi(x, t) \quad (9.9)$$

Из сравнения (9.8) и (9.9) следует, что

$$\frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{1}{k^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

Так как по формуле (9.4) $v = \frac{\omega}{k}$, то

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (9.10)$$

Уравнение (9.10) называется **волновым уравнением** плоской монохроматической волны в канонической форме.

Если при анализе физических процессов той или иной природы вытекает уравнение подобного вида, то это означает, что в данной среде возможно возникновение волновых процессов.

В трехмерном пространстве волновое уравнение (9.10) примет вид:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (9.11)$$

9.3 Перенос энергии волной. Вектор Умова

Частицы среды, в которой распространяется волна, не вовлекаются волной в поступательное движение, а лишь совершают колебания около своих положений равновесия, т.е. распространение упругих волн в среде *не связано с переносом массы*. При колебательном движении частиц происходит перенос энергии за счет передачи ее от одной частицы к другой. Некоторый перенос вещества может осуществляться при распространении в среде сильных возмущений (например, ударных волн, возникающих при взрыве; цунами), когда колебания частиц среды становятся нелинейными.

Пусть в некоторой среде плотностью ρ распространяется плоская монохроматическая волна

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx).$$

Выделим в среде малый объем dV . Кинетическая энергия dW_k частиц среды равна их потенциальной энергии dW_p . Полная энергия

$$dW = dW_p + dW_k = 2dW_k \quad (9.12)$$

Кинетическая энергия частиц, заключенных в объеме dV :

$$dW_k = \frac{m_0}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 dN \quad (9.13)$$

где m_0 – масса частицы (молекулы), $\frac{\partial \xi}{\partial t}$ – скорость колебаний частицы, dN – число частиц в объеме dV .

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -A\omega \sin(\omega t - kx) \quad (9.14)$$

Сделаем замену в (9.12), используя (9.13) и (9.14):

$$dW = m_0 dN A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx). \quad (9.15)$$

Разделим (9.15) на объем dV и обозначим эту величину через w :

$$w = \frac{dW}{dV} = \frac{m_0 dN}{dV} A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx), \quad (9.16)$$

где w – объемная плотность энергии.

Объемная плотность энергии (w) – скалярная физическая величина, численно равная энергии, заключенной в единице объема.

Так как

$$\frac{m_0 dN}{dV} = \rho,$$

где ρ – плотность среды, то

$$w = \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx). \quad (9.17)$$

Из (9.17) следует, что объемная плотность энергии в каждый момент времени в разных точках пространства различна. Среднее по времени значение квадрата синуса равно 1/2. Соответственно, среднее по времени значение объемной плотности энергии в каждой точке равно:

$$\langle w \rangle = \frac{\rho A^2 \omega^2}{2}. \quad (9.18)$$

Таким образом, среда, в которой распространяется волна, обладает дополнительным запасом энергии. Эта энергия доставляется от источника колебаний в различные точки среды волной, следовательно, волна переносит энергию. Переносимая энергия пропорциональна квадрату амплитуды:

$$W \sim A^2.$$

Переносимую энергию характеризуют потоком энергии.

Поток энергии (Φ) – скалярная физическая величина, численно равная количеству энергии, переносимому волной через некоторую поверхность за единицу времени:

$$\Phi = \frac{dW}{dt}. \quad (9.19)$$

$$[\Phi] = \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт}.$$

Для характеристики течения энергии в различных точках пространства вводится величина, называемая плотностью потока энергии.

Плотность потока энергии (\vec{j}) – векторная физическая величина, численно равная энергии, переносимой за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны:

$$j = \frac{dW}{dS_{\perp} dt}. \quad (9.20)$$

$$[j] = \frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^2} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Направление вектора плотности потока энергии совпадает с направлением скорости распространения волны:

$$\vec{j} = j \cdot \frac{\vec{v}}{v} = \frac{dW}{dS_{\perp} dt} \cdot \frac{\vec{v}}{v}. \quad (9.21)$$

Вектор плотности потока энергии впервые был введен Н.А. Умовым* и, поэтому, называется **вектором Умова**.

*Умов Николай Алексеевич (1846–1915), русский физик.

Можно показать, что плотность потока энергии связана с объемной плотностью энергии соотношением:

$$j = w v, \quad (9.22)$$

или в векторном виде

$$\vec{j} = w \vec{v}, \quad (9.23)$$

где \vec{v} – вектор, модуль которого равен фазовой скорости, а направление совпадает с направлением распространения волны (и переноса энергии).

Скалярная величина I , равная модулю среднего значения вектора Умова, называется **интенсивностью волны**. Для звуковой волны – интенсивностью звука или силой звука.

$$I = |\langle j \rangle| = v \langle w \rangle = \frac{\rho A^2 \omega^2}{2} v. \quad (9.24)$$

§10 Звуковые волны

10.1 Характеристики звука

Звуковыми волнами называются упругие волны с частотами от 16 Гц до 20000 Гц, воспринимаемые органами слуха человека. Эти волны являются продольными. Они распространяются в твердых телах, жидкостях и газах.

Волны с частотами, меньшими 16 Гц, называют **инфразвуком**; волны с частотами, превышающими 20000 Гц, называют **ультразвуком**.

Воспринимаемые звуки можно различать по громкости, высоте и тембру. Каждой из этих физиологических характеристик соответствует определенная физическая характеристика звуковой волны (табл. 10.1).

Таблица 10.1. Характеристики звуковой волны

Физиологические	Физические
– громкость	– сила звука
– высота	– частота звука
– тембр	– спектральный состав

Громкость (сила звука) зависит исключительно от амплитуды колебания. Высота звука определяется частотой его колебаний.

Реальный звук является наложением гармонических колебаний с определенным набором частот. Набор частот колебаний, присутствующих в данном звуке, называется **акустическим спектром**. Этот набор частот придает каждому звуку определенную окраску или так называемый тембр.

Акустический спектр может быть:

- сплошным (присутствуют колебания всех частот в интервале от ν_1 до ν_2);
- линейчатым (звук состоит из колебаний дискретных частот ν_1, ν_2, ν_3 и т.д.).

Сплошным акустическим спектром обладают шумы. Колебания с линейчатым спектром вызывают ощущение звука с более или менее определенной высотой. Такой звук называется тональным. Чтобы вызвать ощущение звука

волна должна обладать некоторой минимальной интенсивностью, которая называется **порогом слышимости**. Порог слышимости зависит от частоты звука и различен для разных людей. Наиболее чувствительно ухо к частотам от 1000 до 4000 Гц. Интенсивность звука при этом порядка 10^{-12} Вт/м² (рис. 10.1).

При интенсивностях $1 \div 10$ Вт/м² волна перестает восприниматься как звук, вызывая в ухе ощущение боли и давления. Это значение интенсивности называется **порогом болевого ощущения**. Порог болевого ощущения также зависит от частоты (рис. 10.1).

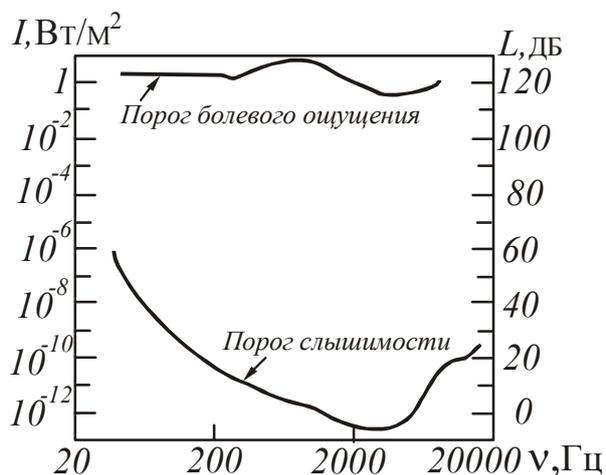


Рисунок 10.1

Уровень громкости (L) определяется как логарифм отношения интенсивности I данного звука к интенсивности I_0 , на пороге слышимости ($I_0 \approx 10^{-12}$ Вт/м² при стандартной частоте 1000 Гц):

$$L = \lg \frac{I}{I_0}. \quad (10.1)$$

$[L] = \text{Б}$ (бел*)

Обычно пользуются в 10 раз меньшими единицами — **децибелами** (дБ).

Весь диапазон интенсивностей, при которых волна вызывает в ухе звуковое ощущение (от 10^{-12} до 10 Вт/м²), соответствует уровням громкости от 0 до 130 дБ (см. правую ось на рис. 10.1 и таблицу 10.2).

Таблица 10.2. Уровень громкости для некоторых звуков

Звук	L , дБ
Тиканье часов	20
Шепот на расстоянии 1 м	30
Тихий разговор	40
Речь средней громкости	60
Громкая речь	70
Крик	80
Шум самолетного мотора:	
- на расстоянии 5 м	120
- на расстоянии 3 м	130

Обратите внимание на то, что интенсивность звука является его **объективной** характеристикой, не зависящей от звукового ощущения. Уровень громкости является **субъективной** характеристикой, так он как зависит еще и от интенсивности I_0 , которая в свою очередь зависит от частоты ν . Объясняется это тем, что ухо человека обладает разной чувствительностью к звукам разной частоты.

*Белл Александер Грэм (1847–1922), североамериканский ученый, изобретатель, бизнесмен шотландского происхождения, основатель компании Bell Telephone Company.

10.2 Ультразвук

Ультразвуком называются упругие волны с частотами от $2 \cdot 10^4$ до 10^{13} Гц. Ультразвуковые волны с частотами порядка 10^9 Гц и выше называют **гиперзвуковыми**. Верхний предел частот ультразвука ($10^{12} \div 10^{13}$ Гц в кристаллах и жидкостях, 10^9 Гц в газах при нормальных условиях) соответствует частотам, при которых длина волны ультразвука становится соизмеримой с межмолекулярными расстояниями (в случае газов – со средней длиной свободного пробега молекул). Для генерирования ультразвуков применяют механические и электромеханические излучатели. Примером механического излучателя низкочастотных звуков ($\nu = 20 \div 200$ кГц) большой интенсивности является **сирена**.

Основным свойством ультразвука является то, что он подобно свету может излучаться в виде узких направленных лучей, так как обладает малой длиной волны. Отражение и преломление ультразвуковых пучков на границе раздела двух сред происходит по законам геометрической оптики. Для изменения направления и фокусирования ультразвуковых лучей применяются зеркала различной формы, звуковые линзы и т.д. Ультразвуки сильно поглощаются газами и во много раз слабее – жидкостями. Например, коэффициент поглощения ультразвука в воздухе примерно в 1000 раз больше, чем в воде.

Амплитуды скорости и ускорения колебательного движения частиц среды, а также амплитуда звукового давления в ультразвуковых волнах во много раз больше соответствующих величин для слышимых звуков. Благодаря большой амплитуде звукового давления, создаваемого мощными ультразвуковыми излучателями, в жидкостях возникает явление **кавитации** – в ней непрерывно образуются и исчезают внутренние разрывы сплошности. Исчезновение этих разрывов, имеющих вид мельчайших пузырьков, сопровождается кратковременным возрастанием давления до сотен и даже тысяч атмосфер. Поэтому ультразвуки обладают дробящим действием – они разрушают находящиеся в жидкости твердые тела, живые организмы, крупные молекулы и т.д.

Дробящее действие ультразвуков используют для создания эмульсий и суспензий, снятия пленок окислов и обезжиривания поверхностей деталей, стерилизации жидкостей, размельчения зерен фотоэмульсий и т.д. Разрушающее действие ультразвуковых волн в жидкости на поверхности твердого тела заметно увеличивается при введении в жидкость мелких абразивных частиц. Это явление используется для ультразвукового шлифования и полирования, а также «сверления» отверстий различной формы в стекле, керамике, сверхтвердых сплавах и кристаллах.

Ультразвуки ускоряют протекание процессов диффузии, растворения и химических реакций. Их широко используют в молекулярной акустике для исследования акустическими методами строения и свойств веществ.

Ультразвуки применяют для контрольно-измерительных целей (гидролокация, дефектоскопия, измерение толщины трубопроводов и слоя накипи и т.д.), а также для осуществления и ускорения технологических процессов.

10.3 Инфразвук

Инфразвук – это упругие волны с частотами ниже области слышимых человеком частот. Обычно за верхнюю границу инфразвука принимают частоты $16 \div 25$ Гц, нижняя граница не определена. Инфразвуки содержатся в шуме атмосферы, в шуме леса и моря. Источником инфразвуковых колебаний являются грозные разряды (гром), а также взрывы и орудийные выстрелы. В земной коре наблюдаются сотрясения и вибрации инфразвуковых частот от самых разнообразных источников, в том числе от обвалов, взрывов, движения транспорта.

Инфразвук мало поглощается в среде, поэтому инфразвуковые волны в воздухе, воде и земной коре могут распространяться на очень далекие расстояния. Это явление находит практическое применение в звукометрии, при определении места сильных взрывов, дает возможность предсказать стихийное бедствие – цунами. Звуки взрывов, содержащие большое количество инфразвуковых частот, применяются для исследования верхних слоев атмосферы, для исследования свойств водной среды.

§11 Интерференция волн. Стоячие волны

11.1 Принцип суперпозиции волн. Интерференция волн

Если в среде распространяется одновременно несколько волн, то колебания частиц среды оказываются геометрической суммой колебаний, которые совершали бы частицы при распространении каждой из волн в отдельности. Волны накладываются одна на другую, не возмущая друг друга. Это утверждение называется **принципом суперпозиции волн**. Если колебания, обусловленные отдельными волнами в каждой из точек среды, имеют постоянную разность фаз, то волны называются **когерентными**. Наложение когерентных волн, в результате которого колебания в одних точках усиливают, а в других ослабляют друг друга, называется явлением **интерференции**.

11.2 Стоячие волны

Стоячие волны – это колебательный процесс, возникающий в результате сложения (интерференции) двух встречных бегущих волн с одинаковой амплитудой и частотой.

На практике стоячие волны возникают при отражении от преград. Падающая на преграду волна и бегущая ей навстречу отраженная волна, накладываясь друг на друга, дают стоячую волну. Запишем уравнения падающей и отраженной волн:

$$\xi_1(x, t) = A \cos(\omega t - kx) \text{ – падающая волна;}$$

$$\xi_2(x, t) = A \cos(\omega t + kx) \text{ – отраженная волна.}$$

Применив принцип суперпозиции, и преобразовав результат по формуле для косинуса суммы, получим:

$$\xi(x,t) = \xi_1(x,t) + \xi_2(x,t) = A \cos(\omega t - kx) + A \cos(\omega t + kx) = 2A \cos kx \cdot \cos \omega t$$

$$\xi(x,t) = 2A \cos kx \cdot \cos \omega t. \quad (11.1)$$

Уравнение (11.1) называется **уравнением стоячей волны**. Обозначим

$$2A \cos kx = A(x) \quad (11.2)$$

и назовем $A(x)$ амплитудой стоячей волны.

Заменив в (11.2) волновое число k согласно формуле (9.2), получим:

$$A(x) = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x. \quad (11.3)$$

Проведем анализ выражения (11.3):

1. Если $\cos \frac{2\pi}{\lambda} x = 1$, т.е. $\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm n\pi$, где $n=0, 1, 2, \dots$

то амплитуда колебаний достигает максимального значения

$$A(x)_{\max} = 2A.$$

Точки, в которых амплитуда колебаний максимальна, называются **пучностями** (рис. 11.1 б). Координаты пучностей:

$$x_{\text{пучн}} = n \frac{\lambda}{2}. \quad (11.4)$$

Пучность – это не одна единственная точка, а плоскость, точки которой имеют значения координаты, определенные формулой (11.4).

1. Если $\cos \frac{2\pi}{\lambda} x = 0$, т.е. $\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm \frac{\pi}{2}(2n+1)$, где $n=0, 1, 2, \dots$ то

$$A=0.$$

Точки, в которых амплитуда колебаний равна нулю, называются **узлами** (рис. 11.1 б). Координаты узлов:

$$x_{\text{узел}} = (2n+1) \frac{\lambda}{4}. \quad (11.5)$$

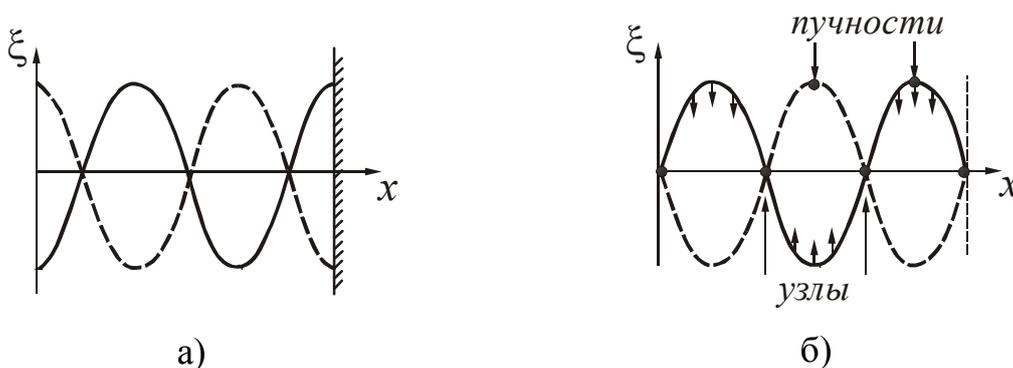


Рисунок 11.1

Точки, находящиеся в узлах, колебаний не совершают. Узел, как и пучность, представляет собой не одну точку, а плоскость, точки которой имеют значения координаты, определяемые формулой (11.5).

Из формул (11.4) и (11.5) следует, что расстояние между соседними пучностями, так же как и расстояние между соседними узлами, равно $\lambda/2$. Расстояние между ближайшими узлом и пучностью – $\lambda/4$.

Рассмотренный случай описывает образование стоячей волны, отраженной от менее плотной среды. График такой стоячей волны представлен на рис. 11.1 а. Примером является волна, возникающая в металлическом стержне с незакрепленными концами.

Если отражение происходит от более плотной среды, то отраженная волна меняет фазу на π . В этом случае формула (11.4) даст координату узла, а формула (11.5) – координату пучности, т.е. узлы и пучности меняются местами. График волны представлен на рис. 11.1 б. Такая волна возникает, например, в закрепленной струне. Для сравнения на рис. 11.2 дан график бегущей волны.

В упругой стоячей волне энергия периодически мигрирует от узлов стоячей волны к пучностям и обратно. Однако в самих узлах и пучностях плотность потока энергии тождественно равна нулю. Среднее за период значение плотности потока энергии равно нулю в любой точке стоячей волны, так как две бегущие волны, образующие

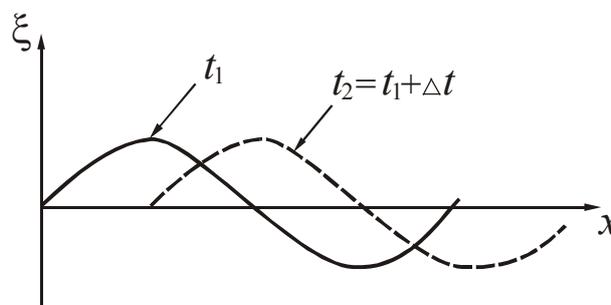


Рисунок 11.2

стоячую, переносят за период равные количества энергии в прямо противоположных направлениях. Поэтому стоячие волны и получили свое название.

11.3 Сложные волны. Групповая скорость

Понятие фазовой скорости применимо только к строго монохроматическим волнам, которые реально не осуществимы, так как они должны существовать неограниченно долго во времени и быть бесконечно протяженными в пространстве. В действительности имеется более или менее сложный волновой импульс, ограниченный во времени и в пространстве.

Основываясь на принципе суперпозиции, можно любую несинусоидальную волну разложить на некоторую систему синусоидальных волн, т.е. представить ее в виде **группы волн** или **волнового пакета**.

Группой волн называют импульс, который можно представить в виде совокупности бесконечного числа синусоид с частотами, мало отличающимися друг от друга. Совокупность частот этих синусоидальных волн называется **спектром частот** рассматриваемой несинусоидальной волны.

Простейшей группой волн является квазисинусоидальная плоская волна, которая получается при наложении двух распространяющихся вдоль оси Ox

плоских волн с одинаковыми амплитудами и близкими по значению частотами ω и $(\omega + d\omega)$ и волновыми числами k и $(k + dk)$:

$$\begin{aligned} \xi(x, t) &= A_0 \cos(\omega t - kx) + A_0 \cos[(\omega + d\omega)t - (k + dk)x] = \\ &= 2A_0 \cos\left(\frac{t d\omega - x dk}{2}\right) \cdot \cos(\omega t - kx) \end{aligned} \quad (11.6)$$

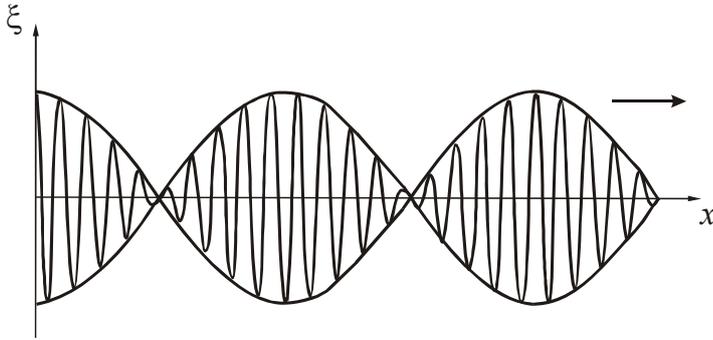


Рисунок 11.3

Зависимость ξ от x в некоторый момент времени показана на рис. 11.3. Эта волна отличается от синусоидальной тем, что ее амплитуда – медленно меняющаяся функция координаты x и времени t . За скорость распространения этой волны принимают скорость u перемещения точки, в которой амплитуда имеет фиксированное значение (например, $A=0$ или $A=2A_0$).

Следовательно, эта точка движется по закону

$$t d\omega - x dk = \text{const}.$$

Отсюда:

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{d\omega}{dk}. \quad (11.7)$$

Скорость u называют групповой скоростью.

Групповая скорость – это скорость перемещения амплитуды, и, следовательно, энергии, переносимой группой волн (волновым импульсом).

Таким образом, монохроматическая волна характеризуется фазовой скоростью $v = \frac{\omega}{k}$, означающей скорость перемещения фазовой плоскости, а волновой импульс характеризуется групповой скоростью $u = \frac{d\omega}{dk}$, соответствующей скорости распространения энергии этого поля.

Групповая и фазовая скорости связаны соотношением:

Групповая и фазовая скорости связаны соотношением:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \quad (11.8)$$

где λ – длина волны.

Если фазовая скорость зависит от длины волны $\left(\frac{dv}{d\lambda} \neq 0\right)$, то фазовая и групповая скорости не совпадают, Если фазовая скорость не зависит от длины волны $\left(\frac{dv}{d\lambda} = 0\right)$, то $v = u$.

При гидролокации, радиолокации и т.д. измеряют именно групповую скорость, так как большинство приемных устройств подчиняется принципу суперпозиции, который означает, что результат нескольких одновременных воздействий представляет собой просто сумму результатов, вызванных каждым воздействием в отдельности.

§12 Эффект Доплера в акустике

Эффектом Доплера* называется изменение частоты волн, регистрируемых приемником, которое происходит вследствие движения источника этих волн и приемника.

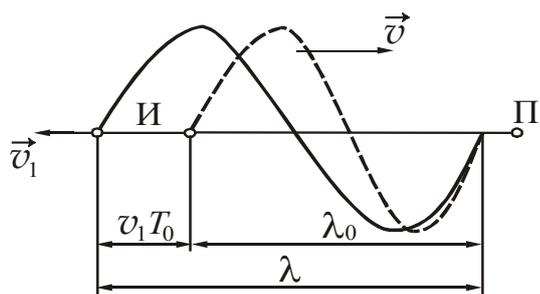


Рисунок 12.1

Например, при приближении к неподвижному наблюдателю быстро движущегося поезда тон звукового сигнала последнего выше, а при удалении поезда – ниже тона сигнала, подаваемого тем же поездом, когда он стоит на станции.

Пусть приемник П звуковых волн в газообразной (или жидкой) среде неподвижен относительно нее, а источник И удаляется со скоростью \vec{v}_1 . Скорость направлена по прямой, соединяющей источник и приемник (рис. 12.1). T_0 – период колебаний источника. За это время источник переместится на расстояние

$$x = v_1 T_0 = \frac{v_1}{v_0}, \tag{12.1}$$

где v_0 – частота колебаний источника.

При движении источника длина волны λ в среде отличается от длины волны λ_0 при неподвижном источнике:

$$\lambda = \lambda_0 + v_1 T_0 = (v + v_1) T_0$$

или

$$\lambda = \frac{v + v_1}{v_0}, \tag{12.2}$$

где v – фазовая скорость волны в среде.

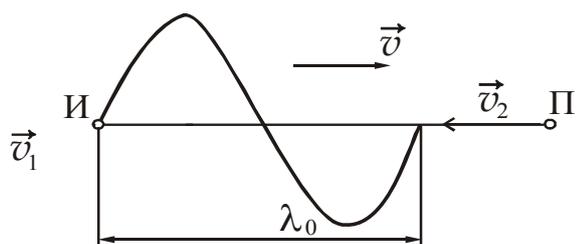


Рисунок 12.2

Частота, которую регистрирует приемник:

$$v = \frac{v}{\lambda} = \frac{v_0}{1 + \frac{v_1}{v}}. \tag{12.3}$$

*Доплер Иоганн Кристиан (1803–1853), австрийский математик, физик и астроном.

Если источник неподвижен, а приемник приближается к нему со скоростью \vec{v}_2 вдоль соединяющей их прямой (рис. 12.2), то длина волны в среде

$$\lambda = \lambda_0 = \frac{v}{v_0}. \quad (12.4)$$

Скорость распространения волны относительно приемника равна $v + v_0$. Частота, которую регистрирует приемник:

$$\nu = \frac{v + v_0}{\lambda_0} = v_0 \left(1 + \frac{v_2}{v} \right). \quad (12.5)$$

Если направления скоростей не совпадают с проходящей через источник и приемник прямой, то в формулах (12.3) и (12.5) надо брать проекции этих скоростей на направление указанной прямой.

Глава 3. Электромагнитные волны

§13 Уравнения Максвелла

Уравнения Максвелла представляют собой фундаментальные уравнения классической макроскопической электродинамики, описывающие электромагнитные явления в любой среде, в том числе и в вакууме. Они сформулированы в 60-х годах XIX века английским ученым Дж. Максвеллом* на основе обобщения экспериментальных законов, устанавливающих связь между электрическими и магнитными явлениями и развивающих идеи Майкла Фарадея о том, что взаимодействие между электрически заряженными телами осуществляется посредством электромагнитного поля.

Первое уравнение является обобщением закона электромагнитной индукции. Максвелл предположил, что переменное магнитное поле всегда (а не только в проводнике) порождает вихревое электрическое поле, которое не зависит от того, есть в нем проводник или нет. Согласно этому уравнению

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}, \quad (13.1)$$

т.е. циркуляция вектора напряженности электрического поля (сумма скалярных произведений вектора \vec{E} в данной точке контура на бесконечно малый отрезок контура $d\vec{l}$) определяется скоростью изменения потока вектора магнитной индукции через поверхность, ограниченную данным контуром. Здесь знак « \leftarrow » соответствует правилу Ленца для направления индукционного тока.

Второе уравнение Максвелла является обобщением на переменные поля экспериментального закона Био-Савара-Лапласа, утверждающего, что вокруг проводников с током существует магнитное поле. Максвелл высказал гипотезу, что магнитное поле порождается не только токами, текущими в проводнике,

*Максвелл Джеймс Клерк (1831–1879), английский физик.

но и переменными электрическими полями в диэлектриках или вакууме. Величина, пропорциональная скорости изменения электрического поля во времени, была названа Максвеллом *током смещения*. Он возбуждает магнитное поле по тому же закону, что и ток проводимости. Полный ток, равный сумме тока смещения и тока проводимости, всегда является замкнутым. Второе уравнение Максвелла имеет вид:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j}_{\text{пров}} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) d\vec{S}, \quad (13.2)$$

т.е. циркуляция вектора напряженности магнитного поля (сумма скалярных произведений вектора \vec{H} в данной точке контура на бесконечно малый отрезок контура $d\vec{l}$) определяется полным током через произвольную поверхность S , ограниченную данным контуром. Здесь $\vec{j}_{\text{пров}}$ – плотность тока проводимости, $\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{j}_{\text{см}}$ – плотность тока смещения.

Третье уравнение Максвелла отражает опытные данные об отсутствии магнитных зарядов, аналогичных электрическим:

$$\oiint_S \vec{B} d\vec{S} = 0, \quad (13.3)$$

т.е. поток вектора магнитной индукции через произвольную замкнутую поверхность S равен нулю. Это означает, что магнитное поле порождается электрическими токами или движущимися электрическими зарядами.

Четвертое уравнение Максвелла является обобщением теоремы Гаусса для электростатического поля на любое электрическое поле, как стационарное так и переменное:

$$\oiint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_{k=1}^N q_k, \quad (13.4)$$

т.е. поток вектора электрической индукции через произвольную замкнутую поверхность S определяется электрическим зарядом, находящимся внутри этой поверхности (в объеме V , ограниченном поверхностью S).

Уравнения Максвелла (13.1–13.4) не образуют полной замкнутой системы, позволяющей рассчитывать электромагнитные процессы при наличии материальной среды. Их дополняют соотношениями, связывающими векторы \vec{E} и \vec{D} , \vec{B} и \vec{H} , а также \vec{j} . Связь между этими величинами определяется свойствами среды и ее состоянием.

Эти соотношения называют уравнениями состояния или материальными уравнениями. Они описывают электромагнитные свойства среды и для каждой конкретной среды имеют определенную форму. Для большинства изотропных сред уравнения состояния имеют простую линейную форму:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad (13.5)$$

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \quad (13.6)$$

$$\vec{j} = \sigma\vec{E}, \quad (13.7)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость среды,
 μ – магнитная проницаемость среды,
 σ – удельная электропроводность среды.

Из уравнений Максвелла следует, что переменное электрическое поле порождает магнитное поле, которое тоже оказывается переменным. Такое переменное магнитное поле в свою очередь порождает электрическое и т.д. Отсюда следует важный вывод о существовании нового физического явления: **электромагнитное поле способно существовать самостоятельно – без электрических зарядов и токов**. При этом изменение его состояния обязательно имеет волновой характер. Таким образом, если возбудить с помощью колеблющихся зарядов переменное электромагнитное поле, то в окружающем пространстве возникает последовательность взаимных превращений электрического и магнитного полей, распространяющихся от точки к точке. Этот процесс будет периодическим во времени и в пространстве и, следовательно, представляет собой **электромагнитную волну** (ЭМВ).

В случае однородной нейтральной непроводящей среды с постоянными проницаемостями ε и μ из уравнений Максвелла получают уравнения вида:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (13.8)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (13.9)$$

Уравнения (13.8) и (13.9) представляют собой типичные волновые уравнения (см. формулу (9.11)). Всякая функция, удовлетворяющая такому уравнению, описывает некоторую волну. Следовательно, уравнения (13.8) и (13.9) указывают на то, что **электромагнитные поля могут существовать в виде электромагнитных волн**. Сравнение с выражением (9.11) позволяет сделать вывод о том, что фазовая скорость электромагнитных волн равна

$$v_{\text{ЭМВ}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}}. \quad (13.10)$$

§14 Электромагнитные волны

14.1 Плоская электромагнитная волна

Рассмотрим электромагнитную волну, распространяющуюся в нейтральной непроводящей среде с постоянными проницаемостями ε и μ ($\vec{j}=0$, $\varepsilon=\text{const}$, $\mu=\text{const}$). Направим ось $0x$ перпендикулярно волновым поверхностям. Тогда векторы \vec{E} и \vec{H} , а, значит, и их компоненты по координатным осям не будут зависеть от координат y и z . При этом уравнения (13.8) и (13.9) упрощаются и принимают вид:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad (14.1)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \quad (14.2)$$

Индексы y и z при E_y и H_z подчеркивают то обстоятельство, что векторы \vec{E} и \vec{H} направлены вдоль взаимно перпендикулярных осей $0y$ и $0z$. (Напомним, что в этом случае $E_x=E_z=0$, а $H_x=H_y=0$).

Решением уравнения (14.1) является функция:

$$E_y(x, t) = E_{\max} \cos(\omega t - kx + \alpha_1). \quad (14.3)$$

Решение уравнения (14.2) имеет аналогичный вид:

$$H_z(x, t) = H_{\max} \cos(\omega t - kx + \alpha_2). \quad (14.4)$$

В этих формулах ω – циклическая частота волны, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число,

α_1 и α_2 – начальные фазы колебаний в точке с координатой $x=0$.

Колебания электрического и магнитного векторов в электромагнитной волне происходят с одинаковой фазой. Положив $\alpha_1=\alpha_2=0$, получим:

$$E_y = E_{\max} \cos(\omega t - kx), \quad (14.5)$$

$$H_z = H_{\max} \cos(\omega t - kx). \quad (14.6)$$

Умножив уравнение (14.5) на единичный вектор оси $0y$, а уравнение (14.6) – на единичный вектор оси $0z$, получим уравнение плоской электромагнитной монохроматической волны в векторном виде:

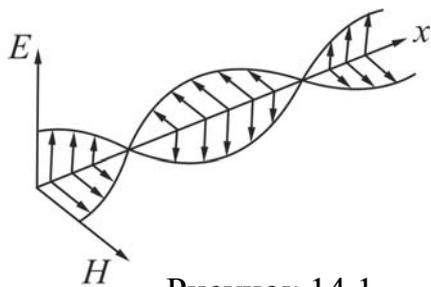


Рисунок 14.1

$$\vec{E} = \vec{E}_{\max} \cos(\omega t - kx), \quad (14.7)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_{\max} \cos(\omega t - kx). \quad (14.8)$$

На рис. 14.1 показана «моментальная фотография» плоской монохроматической волны. Из рисунка видно, что векторы \vec{E} и \vec{H} образуют с

направлением распространения волны правовинтовую систему.

В фиксированной точке пространства векторы \vec{E} и \vec{H} изменяются со временем по гармоническому закону.

14.2 Экспериментальное исследование электромагнитных волн

Первые опыты с несветовыми электромагнитными волнами были осуществлены Г. Герцем* в 1888 году. С помощью больших металлических зеркал и асфальтовой призмы (размером более 1 м и массой 1200 кг) Герц осуществил отражение и преломление электромагнитных волн и обнаружил, что оба этих явления подчиняются законам, установленным в оптике для световых волн. Отразив бегущую плоскую волну с помощью металлического зеркала в обратном направлении, Герц получил стоячую волну. Расстояние между узлами и пучностями позволяло определить длину волны λ . Умножив длину волны на известную частоту колебаний, Герц рассчитал скорость электромагнитных волн. Она оказалась близкой к скорости света. Располагая на пути волн решетку из параллельных друг другу медных проволок, Герц обнаружил, что при вращении решетки вокруг луча интенсивность волн, прошедших сквозь решетку сильно изменяется. Когда проволоки, образующие решетку, были перпендикулярны к вектору \vec{E} , волна проходила сквозь решетку без помех. При расположении проволок параллельно \vec{E} волна сквозь решетку не проходила. Таким образом, была доказана поперечность электромагнитных волн.

Передача сообщения с помощью электромагнитных волн была впервые осуществлена в 1896 году А.С. Поповым*.

14.3 Основные свойства электромагнитных волн

1. Электромагнитные волны – это электромагнитные колебания, распространяющиеся в пространстве с конечной скоростью. Из теории Максвелла следует, что электромагнитные колебания распространяются в вакууме со скоростью света:

$$v_{\text{ЭМВ}}^{\text{вак}} = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8, \text{ (м/с)} \quad (14.9)$$

2. Скорость распространения электромагнитных волн в однородной изотропной среде равна

$$v_{\text{ЭМВ}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}, \quad (14.10)$$

т.е. она меньше скорости электромагнитных волн в вакууме.

3. Электромагнитная волна – поперечная волна. Это означает, что $\vec{E} \perp \vec{v}$, $\vec{H} \perp \vec{v}$, т.е. направление колебаний векторов \vec{E} и \vec{H} перпендикулярно направлению распространения волны.

*Герц Генрих Рудольф (1857–1894), немецкий физик.

*Попов Александр Степанович (1859–1906), русский физик.

4. Электромагнитные волны переносят энергию. Объемная плотность энергии w электромагнитного поля складывается из объемной плотности энергии электрического поля $w_{\text{эл}}$ и объемной плотности энергии магнитного поля $w_{\text{м}}$:

$$w = w_{\text{эл}} + w_{\text{м}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}. \quad (14.11)$$

Из теории электромагнитных волн следует, что в любой момент времени эти величины одинаковы. Следовательно

$$w = \varepsilon\varepsilon_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2. \quad (14.12)$$

Перенос энергии волной принято характеризовать вектором плотности потока энергии. Для механических волн этот вектор называется вектором Умова. Напомним, что вектор Умова равен произведению объемной плотности энергии на вектор фазовой скорости волны, т.е.

$$\vec{j} = w \vec{v}.$$

Для электромагнитных волн вводят аналогичный вектор, который называют вектором Пойнтинга*. **Вектор Пойнтинга** \vec{S} – векторная физическая величина, численно равная энергии, переносимой электромагнитной волной за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны.

Получим формулу, связывающую вектор Пойнтинга с характеристиками электромагнитной волны. Согласно (13.10)

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu}}. \quad (14.13)$$

Тогда модуль вектора Пойнтинга будет равен

$$S = wv = \varepsilon\varepsilon_0 E^2 \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon}{\mu_0\mu}} E^2. \quad (14.14)$$

Учитывая, что $\varepsilon\varepsilon_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2$, получим выражение для расчета мгновенного значения вектора Пойнтинга:

$$S = \frac{\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon} \cdot E \cdot E}{\sqrt{\mu_0\mu}} = EH = E_{\text{max}} H_{\text{max}} \cos^2(\omega t - kx). \quad (14.15)$$

Векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны, т.е. угол между ними 90° , а $\sin 90^\circ = 1$.

*Пойнтинг Джон Генри (1852–1914), английский физик

Следовательно, вектор Пойнтинга можно представить как векторное произведение векторов \vec{E} и \vec{H}

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \tag{14.16}$$

Направление вектора \vec{S} совпадает с направлением переноса энергии. Среднее значение вектора Пойнтинга определяет интенсивность электромагнитной волны:

$$I = \langle S \rangle = \frac{E_{\max} H_{\max}}{2}, \tag{14.17}$$

так как среднее значение $\cos^2(\omega t - kx)$ за период равно 1/2.

5. Электромагнитным волнам, как и любым волнам, присущи интерференция, дифракция, а также поляризация.
6. Электромагнитные волны поглощаются средой, а в диэлектрике, кроме этого, претерпевают дисперсию.

14.4 Шкала электромагнитных волн

Электромагнитные волны принято условно классифицировать по длинам волн в вакууме $\lambda = c/\nu$ или по частоте $\nu = \omega/2\pi$ (рис. 14.2). Между соседними диапазонами шкалы электромагнитных волн нет резких границ. Более подробная классификация дана в таблице 14.1.



Рисунок 14.2

Отметим, что различные виды электромагнитного излучения отличаются лишь длиной волны (или, что то же самое, частотой). В зависимости от длины волны (частоты) меняются свойства волн, их действия, способы получения и названия отдельных участков.

Таблица 14.1. Шкала электромагнитных волн

Название диапазона волн	Примерный диапазон длин волн		Диапазон частот
	м	Другие единицы	Гц
Низкочастотные электрические колебания	$\infty \div 10^{+5}$	$\infty \div 100$ км	$0 \div 3 \cdot 10^3$
Радиоволны	$10^{+5} \div 10^{-3}$	100 км \div 1 мм	$3 \cdot 10^3 \div 3 \cdot 10^{11}$
Инфракрасное излучение	$2 \cdot 10^{-3} \div 7,6 \cdot 10^{-7}$	2 мм \div 760 нм	$1,5 \cdot 10^{11} \div 4,0 \cdot 10^{14}$
Видимое излучение	$7,6 \cdot 10^{-7} \div 3,8 \cdot 10^{-7}$	760 \div 380 нм	$4,0 \cdot 10^{14} \div 8,0 \cdot 10^{14}$
Ультрафиолетовое излучение	$3,8 \cdot 10^{-7} \div 3 \cdot 10^{-9}$	380 \div 3 нм	$8,0 \cdot 10^{14} \div 10^{17}$
Рентгеновское излучение	$10^{-8} \div 10^{-12}$	10 нм \div 1 пм	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{20}$
Гамма-излучение	10^{-11} и менее	10 пм и менее	$3 \cdot 10^{19}$ и выше

§15 Способы получения электромагнитных волн

15.1 Радиоволны

Постоянные токи создают магнитные поля, не изменяющиеся со временем. Если по проводу пропустить переменный ток высокой частоты, то вокруг провода возникают переменные электрическое и магнитное поля, образующие вместе электромагнитное поле.

Явление возбуждения переменным током электромагнитных полей принято называть излучением электромагнитных колебаний или излучением электромагнитных волн. При своем распространении электромагнитное поле теряет связь с проводом, вокруг которого оно первоначально создано. Если выключить ток в проводе, то электромагнитная волна продолжит свое движение в пространстве.

Встречая на своем пути проводники, магнитные составляющие электромагнитных колебаний возбуждают в этих проводниках переменное электрическое поле. Это электрическое поле создает такой же переменный ток, как ток, возбуждавший электромагнитные волны, только более слабый. На этом явлении основана техника радиопередачи и радиоприема.

Впервые электромагнитные волны были получены Г. Герцем в 1888 году. В его опытной установке излучателем электромагнитных волн был вибратор, который состоял из двух стержней с шарами на концах (рис. 15.1). Источником напряжения служила индукционная катушка Румкорфа. Обнаруживалась волна с помощью резонатора, представляющего собой незамкнутый виток провода, тоже с шарами на концах. Половинки вибратора заряжались до такого высокого

напряжения, что между внутренними шарами через воздух проскакивала искра.

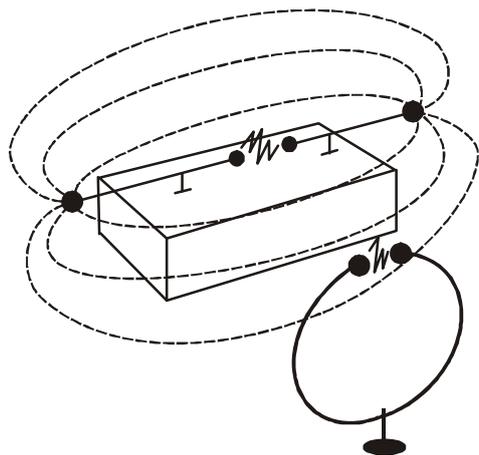


Рисунок 15.1

Происходил электрический разряд. В этот момент, длившийся доли секунды, вибратор излучал серию затухающих электромагнитных волн. Пересекая провод резонатора, расположенного поблизости, электромагнитная волна возбуждала в нем электрические колебания. Об этом свидетельствовала очень слабая искра, появлявшаяся между шарами резонатора.

Нельзя называть электромагнитным полем *постоянные* электрическое и магнитное поля, существующие в каком-либо месте пространства. В этом случае оба поля действуют самостоятельно и не взаимодействуют между собой.

А электромагнитное поле всегда является сочетанием равноправных *переменных* электрического и магнитного полей, *взаимодействующих друг с другом*.

15.2 Электромагнитные волны оптического диапазона

Все тела, нагретые до высокой температуры, светятся, т.е. являются источниками видимого излучения. При обычных температурах они являются источниками невидимого инфракрасного излучения.

Из курса квантовой механики (см. § 39) известно, что электроны в атомах распределяются по энергетическим уровням. Каждому энергетическому уровню соответствует свое значение энергии. Если вещество нагреть, то электроны переходят на более высокие энергетические уровни, которые называются возбужденными. Отличительной особенностью возбужденных состояний является то, что электроны находятся в этих состояниях порядка 10^{-8} секунд. Возвращаясь в основное состояние, электрон излучает энергию, равную разности энергий этих уровней.

Следовательно, электромагнитное излучение оптического диапазона объясняется переходами электронов с более высоких энергетических уровней на более низкие, т.е. уровни с меньшей энергией.

15.3 Рентгеновское излучение

Рентгеновское* излучение возникает при торможении веществом быстрых электронов, бомбардирующих это вещество. Рентгеновское излучение бывает двух типов.

Тормозное рентгеновское излучение возникает при торможении электронов, энергия которых не превышает некоторой критической величины, зависящей от вещества.

*Рентген Вильям Конрад (1845–1923), немецкий физик, лауреат Нобелевской премии 1901 г.

Характеристическое рентгеновское излучение связано с процессами, которые происходят в нижних застроенных оболочках атомов. При химических реакциях эти оболочки не изменяются, поэтому характеристическое рентгеновское излучение атомов вещества является индивидуальной характеристикой вещества.

15.4 Гамма-излучение

Гамма-излучение (гамма-лучи) испускается атомными ядрами при радиоактивных превращениях и ядерных реакциях, а также возникает при распаде частиц. Свойства гамма-излучения рассмотрены в разделе «Основы физики атомного ядра» (см. § 47, п. 47.4).

Таким образом, в классической электродинамике причиной электромагнитного излучения является ускоренное движение заряженных частиц (переменные токи). В квантовой теории – это рождение фотонов, происходящее при изменении состояния квантовой системы.

- **Обратите внимание!**

Термин применяется к объектам, к которым его применять нельзя

Сила звука – значение энергии, переносимой звуковой волной в единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны. Термин не имеет ничего общего с термином «сила» из курса механики.

Одно и то же понятие называется разными терминами

Сила звука – интенсивность звука.

- **Изучив раздел «Колебания. Волны», студент должен ЗНАТЬ:**

Суть понятий:

Колебания, осциллятор. Маятник пружинный, физический, математический. Колебательный контур. Колебания собственные, затухающие, вынужденные. Векторная диаграмма. Фигуры Лиссажу. Резонанс.

Волны. Поперечные и продольные волны. Фронт волны. Звук, ультразвук, инфразвук, порог слышимости, порог болевого ощущения. Интерференция волн, стоячие волны, узел, пучность. Сложные волны, волновой пакет. Фазовая скорость, групповая скорость.

Определения физических величин, их единицы измерения и формулы, по которым рассчитываются величины:

Амплитуда колебаний. Период и частота. Циклическая частота. Фаза, начальная фаза. Коэффициент затухания. Время релаксации. Логарифмический декремент затухания. Добротность.

Длина волны. Волновое число. Поток энергии, плотность потока энергии. Интенсивность волны. Сила звука. Уровень громкости звука.

Уравнения:

Дифференциальное уравнение гармонических колебаний и его решение, уравнение скорости и ускорения при гармонических колебаниях. Дифференциальное уравнение затухающих колебаний и его решение. Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний, уравнение установившихся колебаний.

Волновое уравнение, уравнение плоской монохроматической волны. Система уравнений Максвелла.

Формулы:

Связь между циклической частотой, частотой и периодом гармонических колебаний. Период колебаний пружинного, физического, математического маятников. Формула Томсона для колебательного контура. Приведенная длина физического маятника. Энергия гармонических колебаний. Расчет амплитуды и

начальной фазы результирующего колебания, полученного при сложении двух колебаний одного направления и одинаковой частоты. Циклическая частота затухающих колебаний. Резонансная амплитуда, резонансная частота, статическая амплитуда.

Среднее значение объемной плотности энергии волны. Вектор Умова. Интенсивность волны. Мгновенное и среднее значения вектора Пойнтинга.

Графики:

Графическое представление гармонических и затухающих колебаний. Резонансная кривая.

Графическое представление плоской бегущей волны, стоячей волны, электромагнитной волны. Шкала электромагнитных волн.

ТЕСТ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ ЗНАНИЙ ПО ТЕМЕ «КОЛЕБАНИЯ»

Инструкция. Данный тест предназначен для проверки знаний по теме “*Колебания*”. Ответьте на вопросы. Подсчитайте количество правильных ответов, используя таблицу кодов. Если Вы дали

- 1) 40-50 правильных ответов – уровень усвоения материала темы высокий.
 - 2) 30-40 правильных ответов – уровень усвоения материала темы средний.
 - 3) 20-30 правильных ответов – уровень усвоения материала темы низкий.
 - 4) меньше 20 правильных ответов – Вы не усвоили учебный материал.
- Прочитайте его еще раз.

1. Собственными называются колебания ...
 - 1) которые происходят в системе, предоставленной самой себе после того, как она была выведена из положения равновесия.
 - 2) которые сопровождаются воздействием на систему внешних сил, но при этом система сама управляет этим воздействием.
 - 3) амплитуда которых уменьшается с течением времени.
2. Величинами, характеризующими колебания, являются ...
 - 1) частота колебаний.
 - 2) частота и время колебаний.
 - 3) частота, амплитуда, период, начальная фаза колебаний.
 - 4) частота колебаний, масса груза и коэффициент жесткости пружины.
 - 5) масса маятника, его длина и время колебаний.
3. Начальная фаза гармонических колебаний материальной точки определяет ...
 - 1) амплитуду колебаний.
 - 2) отклонение точки от положения равновесия в начальный момент времени.
 - 3) максимальную скорость прохождения точкой положения равновесия.
 - 4) период и частоту колебаний.
 - 5) полный запас механической энергии точки.
4. Математическим маятником является ...
 - 1) стержень, колеблющийся относительно горизонтальной оси, проходящей через конец стержня.
 - 2) груз, подвешенный на пружине.
 - 3) шарик, повешенный на нити, длина которой намного больше размеров шарика.
 - 4) шарик, подвешенный на нити, длина которой равна радиусу шарика.
5. Уменьшить частоту колебаний математического маятника позволит следующее действие
 - 1) уменьшение длины подвеса.
 - 2) увеличение амплитуды колебаний.
 - 3) увеличение массы груза.
 - 4) увеличение длины подвеса.
 - 5) уменьшение массы груза.

6. Если длину математического маятника уменьшить в 4 раза, то период колебаний ...
- 1) увеличится в 4 раза. 3) уменьшится в 4 раза.
2) увеличится в 2 раза. 4) уменьшится в 2 раза.
7. Физическим маятником называется ...
- 1) материальная точка, подвешенная на невесомой нерастяжимой нити.
2) груз, подвешенный на пружине.
3) твердое тело, колеблющееся относительно оси, не проходящей через центр масс.
4) цепь, состоящая из катушки индуктивности и конденсатора.
8. Уравнение движения точки дано в виде $x(t) = 2 \cos(\pi t / 2 + \pi / 4)$. Период колебаний T равен ...
- 1) 2 с 2) 4 с 3) 0,5 с 4) 0,25 с
9. Имеется три маятника: математический, пружинный, физический. Укажите для каждого маятника выражение, которое позволяет рассчитать его период колебаний.
- 1) $2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$; 2) $\frac{2\pi}{\omega}$; 3) $2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$; 4) $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{l}}$; 5) $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$; 6) $2\pi\sqrt{\frac{J}{mgl}}$
10. Если период колебаний груза массой m , подвешенного на пружине жесткостью k , равен T , то период колебаний груза массой $2m$, подвешенного на одной половине разрезанной пополам пружины, будет равен ...
- 1) $4T$ 2) $2T$ 3) T 4) $T/2$ 5) $T/4$
11. Груз массой m , подвешенный на легкой пружине, совершает свободные гармонические колебания. Для увеличения частоты колебаний в 2 раза надо подвесить к той же пружине груз, масса которого ...
- 1) $m/4$ 2) $m/2$ 3) $2m$ 4) $4m$
12. Точка совершает гармонические колебания по закону $x(t) = 0,05 \cos(10\pi t + \pi/2)$. Скорость этой точки изменяется по закону ...
- 1) $v(t) = -0,5\pi \sin(10\pi t + \pi/2)$ 2) $v(t) = 0,05\pi \cos(10\pi t + \pi/2)$
3) $v(t) = 0,05 \sin(10\pi t + \pi/2)$ 4) $v(t) = 0,05\pi \cos(10\pi t - \pi/2)$
13. Точка совершает колебания по закону $x = A \sin(\omega t + \varphi)$. Скорость колебаний равна 0, если фаза колебаний равна ...
- 1) $\omega t + \varphi = 0$ 2) $\omega t + \varphi = \pi$ 3) $\omega t + \varphi = \pi/2$ 4) $\omega t + \varphi = \pi/4$
14. Точка совершает гармонические колебания по закону $x = 0,8 \cos(4t + \pi/2)$ (см). Максимальная скорость колеблющейся точки равна ...
- 1) $0,4 \pi$ (см/с). 2) $0,2$ (см/с). 3) $1,6 \pi$ (см/с). 4) $3,2$ (см/с).

15. Скорость прохождения положения равновесия грузом массой m , колеблющимся на пружине жесткостью k с амплитудой колебаний A , равна ...

1) $A\sqrt{\frac{k}{m}}$ 2) $A\sqrt{\frac{m}{k}}$ 3) $A\sqrt{mk}$ 4) $A\frac{k}{m}$ 5) $\sqrt{A\frac{k}{m}}$

16. Точка совершает гармонические колебания по закону $x = 0,6 \cos 3t$. Ускорение этой точки изменяется по закону ...

1) $a(t) = -1,8 \sin 3t$ 2) $a(t) = -5,4 \cos 3t$
 3) $a(t) = +5,4 \sin 3t$ 4) $a(t) = +1,8 \cos 3t$

17. Дано уравнение колебаний $x(t) = 0,02 \cos(5t + \pi)$ (м). Максимальное ускорение колеблющейся точки равно ...

1) 1 м/с^2 2) $0,5 \text{ м/с}^2$ 3) $0,25 \text{ м/с}^2$ 4) $0,1 \text{ м/с}^2$

18. Укажите дифференциальное уравнение гармонических (собственных) колебаний.

1) $\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0$ 2) $\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = f_0 \cos \Omega t$ 3) $\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = 0$

19. Уравнение колебаний материальной точки задано в виде $x = A \sin(\omega t + \varphi)$. Укажите выражение для кинетической энергии колеблющейся точки.

1) $\frac{kA^2}{2}$ 2) $\frac{kA^2}{2} \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ 3) $\frac{2\pi A}{T} \cdot \cos(\omega t + \varphi)$
 4) $\frac{4\pi^2 Am}{T^2} \cdot \sin^2(\omega t + \varphi)$ 5) $\frac{mA^2\omega^2}{2} \cdot \cos^2(\omega t + \varphi)$

20. Уравнение колебаний материальной точки задано в виде $x = A \sin(\omega t + \varphi)$. Укажите выражение для потенциальной энергии колеблющейся точки.

1) $\frac{mA^2\omega^2}{2} \cdot \cos^2(\omega t + \varphi)$ 2) $\frac{kA^2}{2} \cdot \sin^2(\omega t + \varphi)$ 3) $\frac{kA^2}{2}$
 4) $\frac{2\pi A}{T} \cdot \cos(\omega t + \varphi)$ 5) $\frac{4\pi^2 Am}{T^2} \cdot \sin(\omega t + \varphi)$

21. Полная энергия при гармонических колебаниях ...

- 1) изменяется во времени по гармоническому закону.
- 2) убывает с течением времени.
- 3) возрастает с течением времени.
- 4) остается без изменения.

22. Уравнение колебаний материальной точки задано в виде $x = A \sin(\omega t + \varphi)$. Укажите выражение для полной энергии колеблющейся точки.

$$1) \frac{mA^2\omega^2}{2} \cdot \cos^2(\omega t + \varphi) \quad 2) \frac{kA^2}{2} \cdot \sin^2(\omega t + \varphi) \quad 3) \frac{kA^2}{2}$$

$$4) \frac{2\pi A}{T} \cdot \cos(\omega t + \varphi) \quad 5) \frac{4\pi^2 Am}{T^2} \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

23. При сложении двух одинаково направленных гармонических колебаний с одинаковыми частотами результирующее колебание ...
- 1) имеет ту же частоту, но новую амплитуду и новую начальную фазу.
 - 2) увеличивает частоту в 2 раза, не изменяя амплитуды.
 - 3) увеличивает амплитуду в 2 раза, не изменяя частоты.
 - 4) имеет ту же частоту; начальную фазу, равную нулю, и амплитуду, равной сумме амплитуд складываемых колебаний.
24. Биениями называют колебания, которые получаются в результате ...
- 1) сложения колебаний одного направления с одинаковыми частотами, но разными амплитудами.
 - 2) сложения гармонических колебаний, происходящих во взаимно перпендикулярных направлениях.
 - 3) сложения гармонических колебаний одного направления с различными, но близкими частотами.
25. Тело, участвующее в двух взаимно перпендикулярных гармонических колебаниях, описывает замкнутую фигуру Лиссажу, если ...
- 1) частоты колебаний одинаковы.
 - 2) частоты колебаний кратные.
 - 3) частоты колебаний разные (произвольные).
 - 4) амплитуды колебаний одинаковые.
 - 5) начальные фазы колебаний разные.
26. Складываются два колебания одного направления и одинаковой частоты. Амплитуда результирующего колебания будет наибольшей, если разность фаз складываемых колебаний равна ...
- 1) $\Delta\varphi=\pi/4$
 - 2) $\Delta\varphi=3\pi/4$
 - 3) $\Delta\varphi=\pi/2$
 - 4) $\Delta\varphi=\pi$
27. Складываются два колебания одного направления и одинаковой частоты. Амплитуда результирующего колебания равна сумме амплитуд складываемых колебаний, если разности фаз равны ...
- 1) 0
 - 2) $\pi/2$
 - 3) π
 - 4) $3\pi/2$
 - 5) 2π
 - 6) $2,5\pi$
 - 7) 4π
 - 8) 5π
28. Складываются два взаимно перпендикулярных колебания одинаковой частоты с разными амплитудами ($A_1 \neq A_2$). Разность фаз колебаний равна $\pi/2$. Траекторией движения при этом является ...
- 1) прямая
 - 2) эллипс
 - 3) окружность
 - 4) парабола
29. Складываются два взаимно перпендикулярных колебания одинаковой частоты. Разность фаз колебаний равна π . Траекторией движения при этом является...

- 1) прямая 2) окружность 3) эллипс 4) парабола

30. Затухающими называются колебания, ...

- 1) амплитуда которых уменьшается с течением времени.
- 2) частота которых уменьшается с течением времени.
- 3) при которых колеблющаяся система подвергается воздействию внешней, периодически изменяющейся силы.

31. Укажите дифференциальное уравнение затухающих колебаний.

- | | |
|--|--|
| 1) $\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0$ | 2) $\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = f_0 \cos \Omega t$ |
| 3) $\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$ | 4) $\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mgl}{J} \varphi = 0$ |

32. Дифференциальное уравнение затухающих колебаний имеет вид $\frac{d^2x}{dt^2} + 0,8 \frac{dx}{dt} + \frac{\pi^2}{4} x = 0$. Коэффициент затухания колебаний равен ...

- 1) $0,8 \text{ с}^{-1}$ 2) $0,4 \text{ с}^{-1}$ 3) $\pi/2 \text{ с}^{-1}$ 4) $\pi^2/4 \text{ с}^{-1}$

33. Вынужденными называются колебания, ...

- 1) в процессе которых амплитуда колебаний возрастает с течением времени.
- 2) в процессе которых колеблющаяся система подвергается воздействию внешней, периодически изменяющейся силы.
- 3) которые происходят в системе, предоставленной самой себе после того, как она была выведена из положения равновесия.

34. Укажите дифференциальное уравнение вынужденных колебаний.

- 1) $\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0$ 2) $\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = f_0 \cos \Omega t$ 3) $\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$

35. Колебания совершаются в двух различных средах с коэффициентами сопротивления r_1 и r_2 под действием внешней периодически изменяющейся силы $F_{\text{вын}} = F_0 \cos \Omega t$. При этом $r_1 > r_2$. Укажите правильное соотношение между резонансными амплитудами.

1. $A_1 = A_2$ 2. $A_1 > A_2$ 3. $A_1 < A_2$

36. Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний тела, подвешенного на пружине, имеет вид $\frac{d^2x}{dt^2} + 0,3 \frac{dx}{dt} + 4\pi^2 x = 2 \sin 6\pi t$. Частота периодически действующей на тело силы равна ...

- 1) 2π 2) 6π 3) $4\pi^2$ 4) $0,3$

37. Резонанс в колебательной системе наблюдается, если ...
- 1) отсутствует трение.
 - 2) частота внешней периодически действующей силы приближается к собственной.
 - 3) частота собственных колебаний не совпадает с частотой внешней, периодически действующей силы.
 - 4) действует любая внешняя сила.
38. Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний имеет вид:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 10^{-5} \frac{dx}{dt} + 16\pi^2 x = 2\sin \Omega t$$
 Резонанс колебаний будет наблюдаться, если частота периодически действующей силы равна ...
- 1) $\approx 16\pi^2$
 - 2) $\approx 4\pi \cdot 10^{-5}$
 - 3) $\approx 10^{-5}$
 - 4) $\approx 4\pi$
39. Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний груза, подвешенного на пружине, имеет вид $\frac{d^2x}{dt^2} + 0,3 \frac{dx}{dt} + 4\pi^2 x = 2\sin 6\pi t$. Резонансная частота равна ...
- 1) $\approx 6\pi$
 - 2) $\approx 4\pi^2$
 - 3) $\approx 2\pi$
 - 4) 0,15
40. В состав колебательного контура входят ...
- 1) конденсатор и резистор.
 - 2) катушка и резистор.
 - 3) катушка и конденсатор.
 - 4) трансформатор и резистор.
41. При свободных электромагнитных колебаниях ...
- 1) амплитуда колебаний напряжения на конденсаторе возрастает.
 - 2) заряд пластины конденсатора периодически изменяет знак.
 - 3) энергия колебаний возрастает.
 - 4) частота колебаний постепенно увеличивается.
42. Укажите, какую характеристику свободных электромагнитных колебаний можно вычислить как $2\pi\sqrt{LC}$.
1. Циклическую частоту.
 2. Амплитуду.
 3. Частоту.
 4. Период.
43. В колебательный контур входит конденсатор емкостью C . Если данный конденсатор заменить конденсатором емкостью $4C$, то частота колебаний в контуре ...
- 1) уменьшится в 4 раза
 - 2) увеличится в 2 раза
 - 3) уменьшится в 2 раза
 - 4) увеличится в 4 раза
44. В колебательный контур входит конденсатор емкостью C . Чтобы период свободных электромагнитных колебаний в контуре увеличился в 3 раза, надо емкость конденсатора ...
- 1) уменьшить в 9 раз
 - 2) увеличить в 9 раз
 - 3) уменьшить в 3 раза
 - 4) увеличить в 3 раза

2. Поперечными волнами являются ...
- 1) электромагнитные волны
 - 2) звуковые волны в газах
 - 3) волны на поверхности воды
 - 4) звуковые волны в жидкостях.
3. Поперечные упругие волны возникают ...
- 1) в газах и жидкостях
 - 2) только в твердых телах
 - 3) в жидкостях и твердых телах.
4. Длиной волны называется ...
- 1) расстояние, которое проходит фронт волны в течение одного периода.
 - 2) расстояние между двумя точками, колеблющимися с разностью фаз π .
 - 3) расстояние, которое проходит волна за единицу времени.
 - 4) расстояние между двумя соседними точками, колеблющимися в одинаковых фазах.
5. Укажите уравнение, которое называется волновым уравнением.
- 1) $\frac{\partial^2 \xi}{dt^2} + \omega^2 \xi = 0$
 - 2) $\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$
 - 3) $\xi(t) = a \cos(\omega t + \varphi)$
 - 4) $\xi(x, t) = a \cos(\omega t - kx)$
6. Укажите уравнение плоской монохроматической волны.
- 1) $\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$
 - 2) $\frac{\partial^2 \xi}{dt^2} + \omega^2 \xi = 0$
 - 3) $\xi(t) = a \cos(\omega t + \varphi)$
 - 4) $\xi(x, t) = a \cos(\omega t - kx)$
7. Фазовой скоростью волн называется ...
- 1) скорость перемещения фазовой плоскости.
 - 2) скорость распространения результирующих колебаний, получившихся при сложении нескольких волн.
 - 3) скорость распространения отдельной волны в среде.
 - 4) скорость изменения фазы колебаний точки среды, в которой распространяется волна.
8. Групповой скоростью волн называется ...
- 1) средняя скорость распространения волн в данной среде.
 - 2) скорость распространения энергии, переносимой группой волн (волновым импульсом).
 - 3) скорость распространения результирующих колебаний, получившихся при сложении нескольких волн.
 - 4) скорость изменения фазы колебаний точки среды, в которой распространяется волна.
9. При уменьшении периода колебаний источника в 2 раза длина волны ...
- 1) увеличивается в 4 раза;
 - 2) уменьшается в 4 раза;
 - 3) не изменяется;
 - 4) уменьшается в 2 раза;
 - 5) увеличивается в 2 раза.

10. Расстояние между узлом стоячей волны и соседней с ним пучностью равно ...
- 1) $0,5\lambda$ 2) λ 3) $0,25\lambda$ 4) $0,75\lambda$ 5) $2\lambda/3$
11. Численное значение плотности потока энергии волны (вектора Умова) определяется ...
- 1) энергией, переносимой волной через единичную площадку.
2) энергией, переносимой волной через данную площадку за единицу времени.
3) энергией, переносимой волной за единицу времени через единичную площадку.
4) энергией, переносимой волной в единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны.
12. Громкость звука зависит от ...
- 1) частотного состава звука.
2) амплитуды колебания частиц среды, в которой распространяется звук.
3) субъективного восприятия частоты звука.
4) частоты колебания частиц среды, в которой распространяется звук.
13. Высота звука определяется ...
- 1) амплитудой колебания частиц среды, в которой распространяется звук.
2) субъективным ощущением интенсивности звуковой волны.
3) частотным составом звука.
4) частотой основного тона звука.
14. Тембр звука определяется ...
- 1) частотой основного тона.
2) частотным составом звука.
3) амплитудой основного тона.
4) интенсивностью звука.
15. Областью слышимости называется ...
- 1) диапазон громкости звуков, воспринимаемых человеком.
2) интервал частот звуков, воспринимаемых человеком.
3) воспринимаемый человеком частотный состав звука.
4) диапазон звуков, ограниченный пределами частот и интенсивностей, который воспринимается человеком.
16. К ультразвукам относятся звуки, ...
- 1) интенсивность которых превышает порог слышимости.
2) интенсивность которых меньше порога слышимости.
3) частота которых находится в интервале от 20 до 20 000 Гц.
4) частота которых больше 20 000 Гц.
5) частота которых меньше 20 Гц.
17. К инфразвукам относятся звуки ...
- 1) интенсивность которых превышает порог слышимости.

- 2) интенсивность которых меньше порога слышимости.
- 3) частота которых находится в интервале от 20 до 20 000 Гц.
- 4) частота которых больше 20 000 Гц.
- 5) частота которых меньше 20 Гц.

18. Эффект Доплера состоит ...

- 1) в изменении интенсивности волны вследствие поглощения в однородной среде.
- 2) в изменении частоты волны, регистрируемой приемником, которое происходит вследствие движения источника этих волн и приемника.
- 3) в изменении фазы волны, регистрируемой приемником, которое происходит вследствие движения источника этих волн.

19. Электромагнитными волнами являются ...

- 1) световые 2) ультразвуковые 3) рентгеновские
- 4) радиоволны 5) звуковые 6) сейсмические

20. Укажите перечень, в котором электромагнитные волны перечислены в порядке уменьшения их длин.

- 1. Радиоволны, инфракрасные, световые.
- 2. Ультрафиолетовые, световые, радиоволны.
- 3. Радиоволны, волны гамма-излучения, инфракрасные.
- 4. Световые, рентгеновские, волны гамма-излучения.

21. Укажите перечень, в котором электромагнитные волны перечислены в порядке возрастания их длин.

- 1. Радиоволны, инфракрасные, световые.
- 2. Ультрафиолетовые, световые, радиоволны.
- 3. Световые, рентгеновские, волны гамма-излучения.
- 4. Рентгеновские, ультрафиолетовые, инфракрасные.

22. Укажите перечень, в котором электромагнитные волны перечислены в порядке уменьшения их частот.

- 1. Радиоволны, инфракрасные, световые.
- 2. Ультрафиолетовые, световые, радиоволны.
- 3. Радиоволны, волны гамма-излучения, инфракрасные.
- 4. Световые, рентгеновские, волны гамма-излучения.

23. Условиями возникновения электромагнитных волн являются ...

- 1) изменение во времени магнитного поля.
- 2) наличие проводников с постоянным током.
- 3) наличие электростатического поля.
- 4) изменение во времени электрического поля.

24. Электромагнитные волны обладают следующими свойствами ...

- 1) волны являются поперечными.
- 2) волны являются продольными.
- 3) волны могут распространяться в вакууме.
- 4) при распространении волн происходит колебание частиц среды.

25. Электромагнитная волна распространяется в вакууме. Выберите правильное утверждение.

1. Для распространения электромагнитных волн нужна упругая среда.
2. Скорость электромагнитных волн в вакууме зависит от длины волны.
3. Период волны обратно пропорционален ее частоте.
4. Частота колебаний электрического поля волны в два раза выше частоты колебаний ее магнитного поля.

26. Напряженность электрического поля электромагнитной волны в вакууме в некоторой точке изменяется от максимального значения до нуля за 1 мкс. Длина волны равна ...

- 1) 300 м
- 2) 600 м
- 3) 900 м
- 4) 1200 м

27. Численное значение вектора Пойнтинга определяется ...

- 1) потоком энергии электромагнитной волны.
- 2) энергией, переносимой электромагнитной волной в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению распространения волны.
- 3) энергией, переносимой электромагнитными волнами через данную площадку.
- 4) энергией электромагнитной волны.

28. Из первого уравнения Максвелла $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$ следует, что ...

- 1) в пространстве, где изменяется электрическое поле, возникает вихревое магнитное.
- 2) в пространстве, где изменяется магнитное поле, возникает вихревое электрическое.
- 3) в природе не существуют единичные магнитные заряды.
- 4) скорость распространения электромагнитных волн совпадает со скоростью света.

29. Из второго уравнения Максвелла $\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j}_{\text{пров}} + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) d\vec{S}$ следует ...

- 1) в пространстве, где изменяется электрическое поле, возникает вихревое магнитное.
- 2) в пространстве, где изменяется магнитное поле, возникает вихревое электрическое.
- 3) в природе не существуют единичные магнитные заряды.
- 4) скорость распространения электромагнитных волн совпадает со скоростью света.

30. Укажите уравнение Максвелла, которое отражает тот факт, что в пространстве, где изменяется электрическое поле, возникает вихревое магнитное поле.

$$\begin{array}{ll}
 1) \oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} & 2) \oint_L \vec{H} d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j}_{\text{пров}} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) d\vec{S} \\
 3) \oiint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_{k=1}^N q_k & 4) \oiint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \\
 5) \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} & 6) \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} & 7) \vec{j} = \sigma \vec{E}
 \end{array}$$

31. Укажите уравнение Максвелла, которое отражает тот факт, что в пространстве, где изменяется магнитное поле, возникает вихревое электрическое поле.

$$\begin{array}{ll}
 1) \oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} & 2) \oint_L \vec{H} d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j}_{\text{пров}} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) d\vec{S} \\
 3) \oiint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_{k=1}^N q_k & 4) \oiint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \\
 5) \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} & 6) \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} & 7) \vec{j} = \sigma \vec{E}
 \end{array}$$

32. Укажите уравнение Максвелла, которое отражает тот факт, что в природе не существуют единичные магнитные заряды.

$$\begin{array}{ll}
 1) \oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} & 2) \oint_L \vec{H} d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j}_{\text{пров}} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) d\vec{S} \\
 3) \oiint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_{k=1}^N q_k & 4) \oiint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \\
 5) \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} & 6) \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} & 7) \vec{j} = \sigma \vec{E}
 \end{array}$$

33. Из системы уравнений Максвелла вытекает следующее утверждение ...

- 1) вокруг движущихся заряженных частиц возникает магнитное поле.
- 2) вокруг заряженных частиц или тел существует электрическое поле.
- 3) скорость распространения электромагнитных волн совпадает со скоростью света.
- 4) если в каком-то месте пространства электрическое или магнитное поле изменяется, то в окружающем пространстве будет распространяться электромагнитная волна.

34. Диапазон видимого света на шкале электромагнитных волн расположен ...

- 1) между радиоволнами и инфракрасным излучением.
- 2) между инфракрасным и ультрафиолетовым излучением.
- 3) между ультрафиолетовым и рентгеновским излучением.
- 4) между рентгеновским и гамма-излучением.

35. Укажите правильное утверждение.

1. Световые волны распространяются только в вакууме.
2. При переходе световых волн из одной среды в другую изменяется их частота.

КОДЫ ОТВЕТОВ К ТЕСТУ «Колебания»

№ вопр.	Код ответа								
1	1	11	1	21	4	31	3	41	2
2	3	12	1	22	3	32	2	42	4
3	2	13	3	23	1	33	2	43	3
4	3	14	4	24	3	34	2	44	2
5	4	15	1	25	2	35	3	45	4
6	4	16	2	26	1	36	2	46	2
7	3	17	2	27	1,5,7	37	2	47	1
8	2	18	1	28	2	38	4	48	1
9	3,1,6	19	5	29	1	39	3	49	3
10	3	20	2	30	1	40	3	50	-

КОДЫ ОТВЕТОВ К ТЕСТУ «Волны»

№ вопр.	Код ответа								
1	2,4	9	4	17	5	25	3	33	4
2	1	10	3	18	2	26	4	34	2
3	2	11	4	19	1,3,4	27	2	35	4
4	1,4	12	2	20	1,4	28	2	36	2
5	2	13	4	21	2,4	29	1	37	2,4
6	4	14	2	22	1,2	30	2	38	1
7	1	15	4	23	1,4	31	1	39	4,5
8	2	16	4	24	1,3	32	4	40	-

ЧАСТЬ 2. ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

§16 Предварительные сведения

Оптика – это раздел физики, в котором изучаются свойства света, его физическая природа и взаимодействие с веществом. Под светом в оптике понимают электромагнитные волны с частотой ν от $1,5 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{16}$ Гц, соответствующие инфракрасному излучению, видимому свету и ультрафиолетовому излучению. Эту область частот принято называть **оптической областью спектра** электромагнитного излучения. Ей соответствуют длины волн λ от $2 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-8} м. Видимому свету соответствуют длины волн от $3,8 \cdot 10^{-7}$ до $7,6 \cdot 10^{-7}$ м. Выделение этой части спектра электромагнитных волн в отдельную область обусловлено общностью методов их экспериментального и теоретического исследования. В оптической области спектра частота ν уже сравнима с собственными частотами колебаний атомов и молекул, поэтому здесь существенны явления, обусловленные атомистическим строением вещества. Наряду с волновыми свойствами в этой области излучения проявляются и квантовые свойства света.

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

16.1 Некоторые сведения из геометрической оптики

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

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

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

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

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

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

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

Закон отражения: 1) *угол падения α равен углу отражения γ* ; 2) *падающий луч А, отраженный луч В и перпендикуляр, восстановленный в точку падения 0 лежат в одной плоскости.*

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

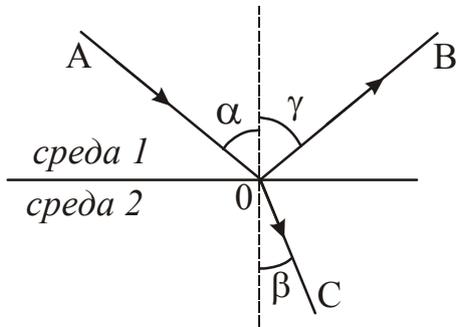


Рисунок 16.1

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

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

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

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

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

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

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

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

Следствия из закона Снеллиуса:

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

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

По мере увеличения угла падения α угол преломления β растет, оставаясь

*Снеллиус Виллеброрд (1560–1626), голландский ученый.

все время больше угла α . Наконец, при некотором угле падения значение угла преломления приблизится к 90° и преломленный луч пойдет по границе раздела сред (рис. 16.2а). Угол падения $\alpha_{\text{пр}}$, соответствующий углу преломления $\beta=90^\circ$, называется **предельным углом полного отражения**. Он определяется из условия:

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

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

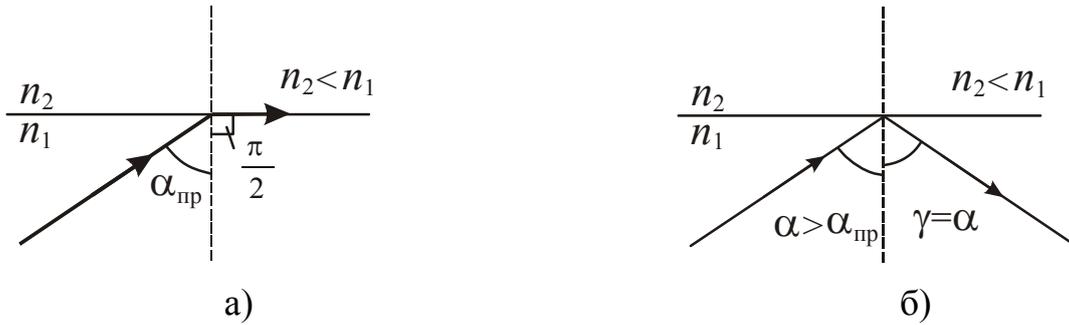


Рисунок 16.2

16.2 Фотометрические величины

Раздел оптики, в котором рассматриваются вопросы измерения энергии, переносимой электромагнитными волнами оптического диапазона, называется **фотометрией**.

Наш глаз воспринимает из всего диапазона электромагнитных волн лишь

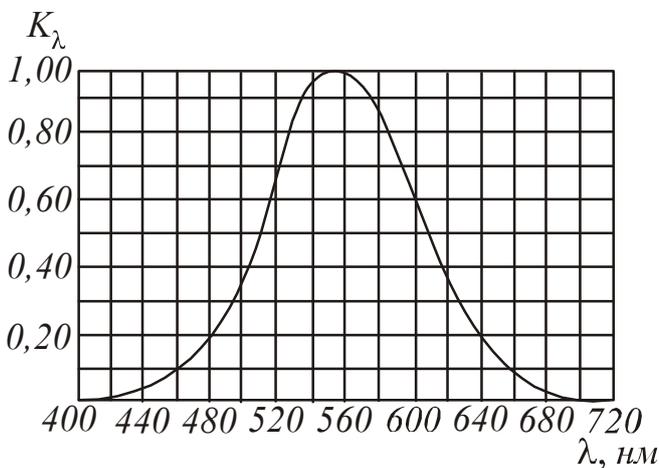


Рисунок 16.3

узкий участок, называемый **видимым светом**. Этому участку соответствуют длины волн от 380 нм до 760 нм. Чувствительность глаза к свету с разными длинами волн неодинакова. Она имеет максимум при $\lambda=555$ нм (зеленая часть спектра) и быстро падает к нулю при удалении от этого максимума (рис. 16.3). На этом графике по горизонтальной оси отложена длина волны λ , по вертикальной – относительная спектральная чувствительность глаза K_λ .

Относительная спектральная чувствительность K_λ – это отношение чувствительности при данной длине волны к чувствительности при $\lambda=555$ нм. Для длины волны $\lambda=555$ нм K_λ равна единице. При том же потоке энергии оцениваемая зрительно интенсивность света для других волн оказывается меньшей. Соответственно, K_λ для этих длин волн меньше единицы.

Значения относительной спектральной чувствительности обратно пропорциональны значениям потоков энергии, которые вызывают одинаковое по интенсивности зрительное ощущение:

$$\frac{K_{\lambda_1}}{K_{\lambda_2}} = \frac{d\Phi_{\lambda_2}}{d\Phi_{\lambda_1}}, \quad (16.5)$$

где $d\Phi_\lambda$ – поток энергии, излучаемый в интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$.

Например, если $K_\lambda=0,5$, то это означает, что для получения зрительного ощущения такой же интенсивности свет данной длины волны должен иметь плотность потока энергии в два раза большую, чем свет с $K_\lambda=1$.

В связи с такими особенностями глаза количественные характеристики световых пучков оцениваются не по энергии, которую они переносят, а по зрительному ощущению.

Сначала введем такое геометрическое понятие, как телесный угол.

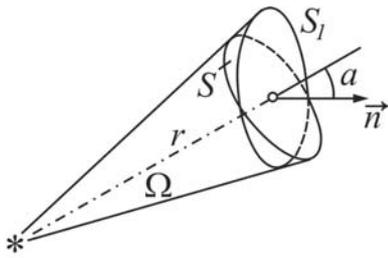


Рисунок 16.4

Телесный угол – это угол, образованный конической поверхностью и численно равный отношению площади S , вырезаемой этим конусом на поверхности сферы радиусом r , к квадрату радиуса этой сферы (рис. 16.4):

$$\Omega = \frac{S}{r^2}. \quad (16.6)$$

Телесный угол измеряется в стерadians (ср).

Если телесный угол опирается на некоторую площадку S_1 , нормаль к которой составляет угол α с радиусом (см. рис. 16.4), то

$$\Omega = \frac{S_1 \cos \alpha}{r^2}. \quad (16.7)$$

Полный телесный угол вокруг точки равен 4π стерadians.

Для характеристики интенсивности света с учетом его способности вызывать зрительное ощущение вводится величина Φ , называемая световым потоком.

Световой поток (Φ) – это физическая величина, равная мощности видимой части излучения, которое распространяется внутри данного телесного угла, и оцениваемая по действию этого излучения на нормальный глаз.

Для интервала $d\lambda$ световой поток определяется как произведение потока энергии на соответствующее значение функции K_λ :

$$d\Phi = K_\lambda d\Phi_\lambda. \quad (16.8)$$

Полный световой поток равен

$$\Phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K_\lambda d\Phi_\lambda. \quad (16.9)$$

где $d\Phi_\lambda$ – поток энергии, излучаемый в интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$.

Источник света, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстоянием от места наблюдения до источника, называется **точечным**. Точечные источники характеризуют силой света.

Сила света (I) точечного источника в данном направлении – физическая величина, равная световому потоку, приходящемуся на единицу телесного угла:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}. \quad (16.10)$$

Сила света измеряется в канделах. Кандела (кд) является одной из основных единиц Международной системы (СИ).

Кандела равна силе света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, сила излучения которого в заданном направлении составляет $1/683$ Вт/ср (ср – стерадиан).

Если точечный источник излучает равномерно по всем направлениям, то он называется **изотропным**. Для изотропного источника выполняется следующее соотношение:

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}, \quad (16.11)$$

где Φ – полный световой поток, излучаемый источником. На основании этого соотношения вводится единица измерения светового потока – люмен.

Люмен (лм) равен световому потоку, излучаемому изотропным источником с силой света в 1 кд в пределах телесного угла в 1 стерадиан.

Опытным путем установлено, что световому потоку в 1 лм, образованному излучением с длиной волны $\lambda=555$ нм, соответствует поток энергии в 0,0016 Вт. Световому потоку в 1 лм, образованному излучением с другой λ , соответствует поток энергии

$$\Phi_{\lambda} = 0,0016 / K_{\lambda} \quad \text{Вт}. \quad (16.12)$$

Освещенность (E) – физическая величина, равная отношению светового потока к площади освещаемой поверхности:

$$E = \frac{\Phi}{S}. \quad (16.13)$$

Освещенность измеряется в люксах.

Люкс (лк) – освещенность, создаваемая световым потоком 1 лм, равномерно распределенным на площади 1 м^2 .

Если поверхность освещается точечным источником, то освещенность в каждой точке поверхности может быть различной. Ее можно выразить через силу света I , расстояние r от поверхности и угол α между нормалью к поверхности \vec{n} и направлением на источник:

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2}. \quad (16.14)$$

Записанное соотношение называется законом обратных квадратов.

Глава 4. Волновая оптика

Волновая оптика – раздел физики, изучающий оптические явления, в которых проявляется волновая природа света. К ним относятся интерференция, дифракция, поляризация. В основе волновой оптики лежат уравнения Максвелла и вытекающие из них соотношения для электромагнитных волн. В классической волновой оптике рассматриваются среды, линейные по своим оптическим свойствам. Диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости линейных сред не зависят от интенсивности света. Для таких сред справедлив принцип суперпозиции.

В электромагнитной волне колеблются векторы \vec{E} и \vec{H} . Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света вызываются колебаниями вектора напряженности электрического поля \vec{E} . Поэтому вектор напряженности электрического поля называют **световым вектором**.

§17 Интерференция света

17.1 Интерференция. Когерентность

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

Когерентные волны – волны, имеющие одинаковую частоту и приходящие в данную точку пространства с неизменяющейся со временем разностью фаз.

Свет от обычных источников является некогерентным. Причины этого заключены в самом механизме излучения света атомами (молекулами, ионами) источника света. Возбужденный атом излучает в течение очень короткого промежутка времени ($t \sim 10^{-8}$ с), после чего он, растратив свою избыточную энергию на излучение, возвращается в нормальное (невозбужденное) состояние. Через некоторое время атом может вновь возбудиться, получив энергию извне, и начать излучать. Такое прерывистое излучение света атомами в виде отдельных кратковременных импульсов характерно для любого источника света независимо от вида конкретных процессов, происходящих в нем. При спонтанном (самопроизвольном) излучении атомы излучают независимо друг от друга со случайными начальными фазами, беспорядочно изменяющимися от одного акта излучения к другому. Поэтому спонтанно излучающие тела представляют собой некогерентные источники.

Для получения когерентных световых волн применяют метод деления света от одного источника на две или несколько волн. В каждой из них представлено излучение одних и тех же атомов источника, так что эти системы волн когерентны между собой. Затем волны проходят или разные расстояния, или идут в разных средах, после чего их вновь накладывают. Разность оптических

длин путей (см. п. 17.2), проходимых интерферирующими волнами не должна быть очень большой.

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

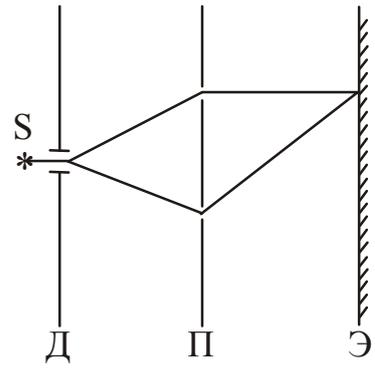


Рисунок 17.1

17.2 Условия максимумов и минимумов интерференции

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

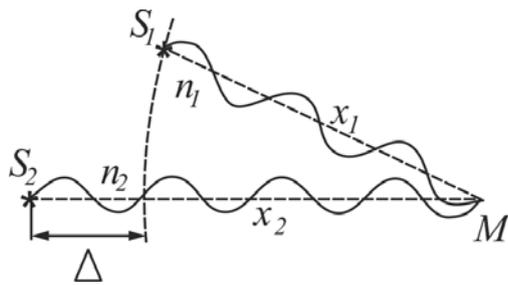


Рисунок 17.2

$$E_1(t, x_1) = A_1 \cos(\omega t - kx_1) \quad (17.1)$$

$$E_2(t, x_2) = A_2 \cos(\omega t - kx_2) \quad (17.2)$$

Амплитуду результирующего колебания определим методом векторных диаграмм:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi \quad (17.3)$$

Как известно, интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim A^2$ (см. §9, п. 9.3). С учетом этого в соотношении (17.3) заменим амплитуды через интенсивности и получим:

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

Проанализируем (17.4). Если волны некогерентные, то $\Delta\varphi$ будет непрерывно меняться, а $\cos \Delta\varphi$ будет принимать с равной вероятностью любые значения от -1 до $+1$. Среднее значение $\cos \Delta\varphi$ по времени равно нулю. Отсюда можно сделать вывод, что при наложении некогерентных волн результирующая интенсивность световой волны равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности:

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

Если волны когерентные, то $\cos \Delta\varphi$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение. Если $\cos \Delta\varphi > 0$, то $I > I_1 + I_2$; если $\cos \Delta\varphi < 0$, то $I < I_1 + I_2$. Таким образом, при наложении когерентных волн происходит перераспределение энергии, в результате которого в одних

областях волнового поля интенсивность волны усиливается (возникают максимумы), а в других – интенсивность уменьшается (возникают минимумы).

Установим, каковы условия наблюдения максимумов и минимумов.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

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

$$\Delta = n_2x_2 - n_1x_1, \quad (17.9)$$

где $L = nx$ – оптический путь в однородной среде.

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

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

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

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

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

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

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

Полученные соотношения можно представить в виде таблицы.

Таблица 17.1. Условия максимумов и минимумов интерференции

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

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

$$L = nx - \frac{\lambda}{2}, \tag{17.12}$$

или

$$L = nx + \frac{\lambda}{2}. \tag{17.12a}$$

§18 Интерференция в тонких пленках

Интерференцию света можно наблюдать не только в лаборатории с помощью специальных оптических устройств, но и в естественных условиях. Примером может быть радужная окраска тонких пленок (мыльных пузырей, пленок нефти или масла на поверхности воды, прозрачных пленок оксидов на поверхностях закаленных металлических деталей и т.д.). Образование частично когерентных волн при этом происходит из-за отражения падающего на пленку света от верхней и нижней поверхностей пленки.

Рассмотрим плоскопараллельную прозрачную пленку толщиной d , на которую падает плоская монохроматическая волна с длиной волны λ . Предположим, что по обе стороны от пленки находится одна и та же среда, например,

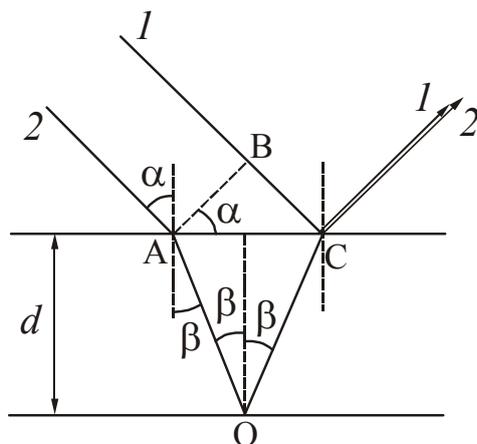


Рисунок 18.1

воздух (рис. 18.1). Волну можно рассматривать как параллельный пучок лучей. Пленка отбрасывает вверх два параллельных пучка: один образовался за счет отражения от верхней грани, второй – за счет отражения от нижней грани (пучки на рис. 18.1 представлены лучами).

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

$$\Delta = (AO + OC) n - BC \tag{18.1}$$

где n – показатель преломления пленки.

Из рисунка 18.1 следует, что

$$AO + OC = 2d / \cos\beta, \tag{18.2}$$

$$BC = AC \sin \alpha = 2d \operatorname{tg} \beta \sin \alpha. \quad (18.3)$$

По закону преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n. \quad (18.4)$$

Подстановка соотношений (18.2), (18.3) и (18.4) в формулу (18.1) и проведение математических преобразований даст следующее выражение:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (18.5)$$

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

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

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

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

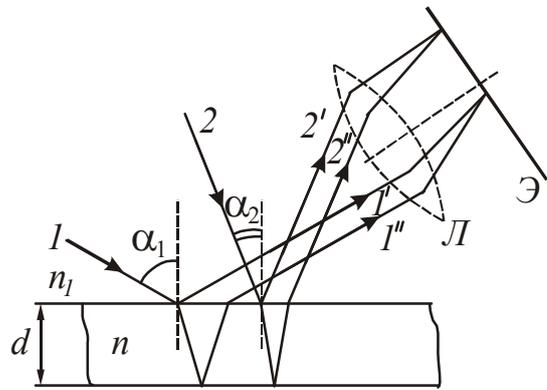


Рисунок 18.2

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

ресечения лучей 1'1'', 2'2'' и т.д. Для их визуального наблюдения нужно аккомодировать глаз на бесконечность.

Полосы равной толщины наблюдаются при отражении параллельного пучка лучей (угол падения $\alpha = \text{const}$) от тонкой прозрачной пленки, толщина которой d неодинакова в разных местах. Условия интерференции будут одинаковы в тех точках, которым соответствуют одинаковые значения d . Поэтому рассматриваемая интерференционная картина называется полосами равной толщины. Полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности пленки, т.е. для их наблюдения необходимо аккомодировать глаз практически на поверхность самой пленки. Примером полос равной толщины являются кольца Ньютона.

Кольца Ньютона наблюдаются в том случае, когда выпуклая поверхность линзы малой кривизны соприкасается с плоской поверхностью хорошо отполированной пластинки, так что остающаяся между ними воздушная прослойка постепенно утолщается от центра к краям (рис. 18.3). Если на линзу падает пучок монохроматического света, то световые волны, отраженные от верхней и нижней границ этой воздушной прослойки, будут интерферировать между собой. При этом получается следующая картина: в центре – темное пятно, окруженное рядом concentрических светлых и черных колец убывающей ширины (рис. 18.4).

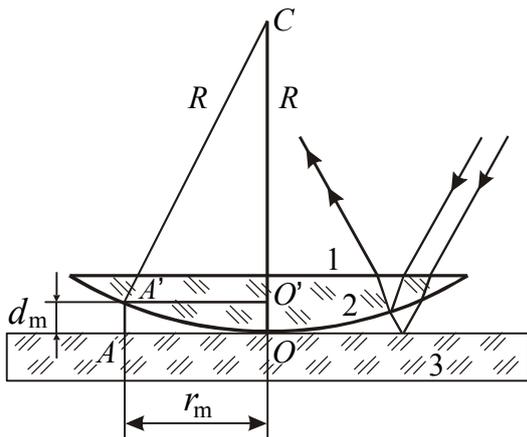


Рисунок 18.3

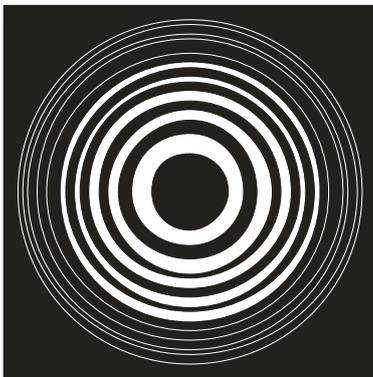


Рисунок 18.4

Произведем расчет колец Ньютона в отраженном свете. Так как интерференция происходит между волнами, отраженными от верхней и нижней поверхностей воздушной прослойки, то для вычисления разности хода надо иметь в виду не только разность хода внутри воздушной прослойки, но также и изменение фазы электрического вектора при отражении на границе воздух – стекло. Это изменение приводит к появлению дополнительной разности фаз π . В результате разность хода изменяется на $\lambda/2$.

Оптическая разность хода лучей, отраженных от двух поверхностей, в соответствии с формулой (18.6) будет равна:

$$\Delta = 2d_m \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2},$$

где d_m – толщина пленки (толщина воздушного зазора);

n – показатель преломления пленки ($n=1$, т.к. прослойка воздушная);

α – угол падения лучей. Будем считать, что свет падает перпендикулярно поверхности линзы. В этом случае $\alpha = 0^\circ$.

Из треугольника $A'O'C$ (см. рис. 18.3) найдем величину d_m , используя теорему Пифагора (выполните это самостоятельно):

$$d_m = \frac{r_m^2}{2R}, \quad (18.7)$$

где r_m – радиус кольца, имеющего номер m ;
 R – радиус кривизны линзы.

Темное кольцо (минимум интерференции) наблюдается, если выполняется следующее условие:

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (18.8)$$

Из формул (18.6), (18.7), (18.8) получим:

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

Аналогично можно получить выражение для расчета радиуса светлых колец:

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

Примечание: При расчете колец Ньютона не нужно учитывать волну, отраженную от верхней (плоской) поверхности линзы, так как эта волна не будет когерентной волнам, отраженным от границ воздушной прослойки.

§19 Применение интерференции

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

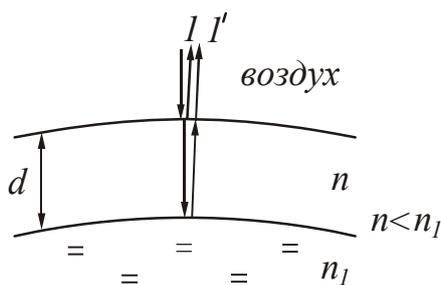


Рисунок 19.1

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

ее поверхностей, погасали друг друга.

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

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

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

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

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

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

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

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

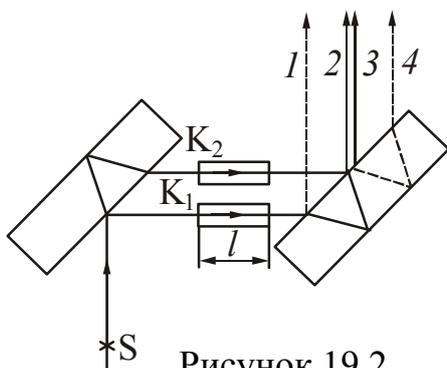
$$d_{\min} = \frac{\lambda}{4n}. \quad (19.4)$$

Особенно хороший результат достигается в том случае, если показатель преломления пленки равен корню квадратному из показателя преломления линзы $n = \sqrt{n_1}$. При этом условии интенсивность обеих отраженных от поверхностей пленки волн одинакова.

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

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

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



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

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

На их пути помещаются кюветы K_1 и K_2 . Если одну из кювет заполнить газом с известным показателем преломления, а вторую – газом, показатель преломления которого измеряется, то между лучами возникает дополнительная разность хода. Затем эти лучи падают на вторую пластинку. Из нее выходит уже четыре луча, причем второй и третий наложатся друг на друга. В результате возникновения дополнительной разности хода интерференционная картина смещается. По смещению интерференционной картины определяют изменение показателя преломления, процентное содержание примеси и т.д.

§20 Дифракция света

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

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

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

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

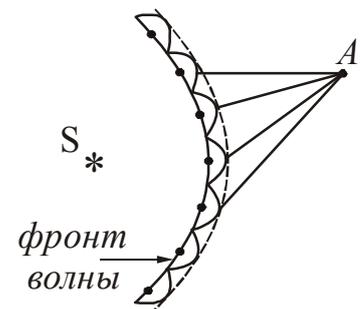


Рисунок 20.1

20.1 Дифракционная решетка

Дифракционная решетка – это спектральный оптический прибор, предназначенный для разложения света в спектр и измерения длин волн. Она представляет собой плоскую стеклянную пластинку, на которую с помощью делительной машины через строго одинаковые интервалы наносят

*Гюйгенс Христиан (1629–1695), голландский физик, математик и астроном.

*Френель Огюст Жан (1788–1827), французский физик.

параллельные штрихи. Промежутки между штрихами прозрачны для световых лучей и играют роль щелей. Штрихи рассеивают лучи и, поэтому, являются непрозрачными. Основным параметром решетки является расстояние между серединами соседних штрихов, которое называют *периодом d (постоянной) дифракционной решетки*:

$$d = a + b, \tag{20.1}$$

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

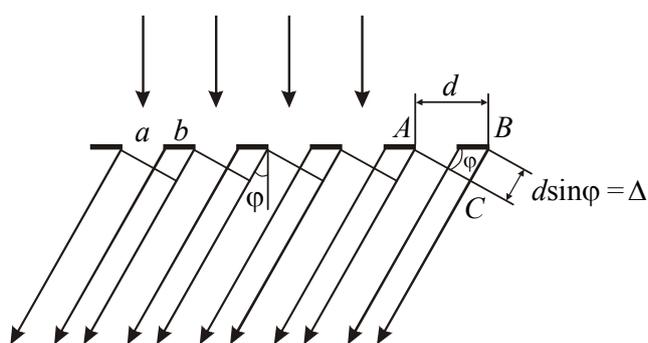


Рисунок 20.2

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

Рассмотрим дифракцию параллельных лучей. Чтобы получить пучок параллельных лучей обычно используют небольшой источник света. Его помещают в фокусе собирающей линзы. Лучи после линзы идут параллельно друг другу.

Распределение интенсивности изучают с помощью второй линзы, находящейся за решеткой и экрана, расположенного в фокальной плоскости этой линзы.

Пусть световая волна падает на решетку нормально (т.е. перпендикулярно ее поверхности). Из каждой щели выходят лучи по всем направлениям (рис. 20.2). Выберем из множества лучей те, которые отклонились на угол ϕ от первоначального направления. Угол ϕ называется *углом дифракции*. С помощью линзы эти лучи можно собрать в одну точку на экране (рис. 20.3). Так как в эту точку лучи приходят с некоторой постоянной разностью хода, то будет наблюдаться их интерференция.

Для того чтобы наблюдался максимум, должно быть выполнено условие:

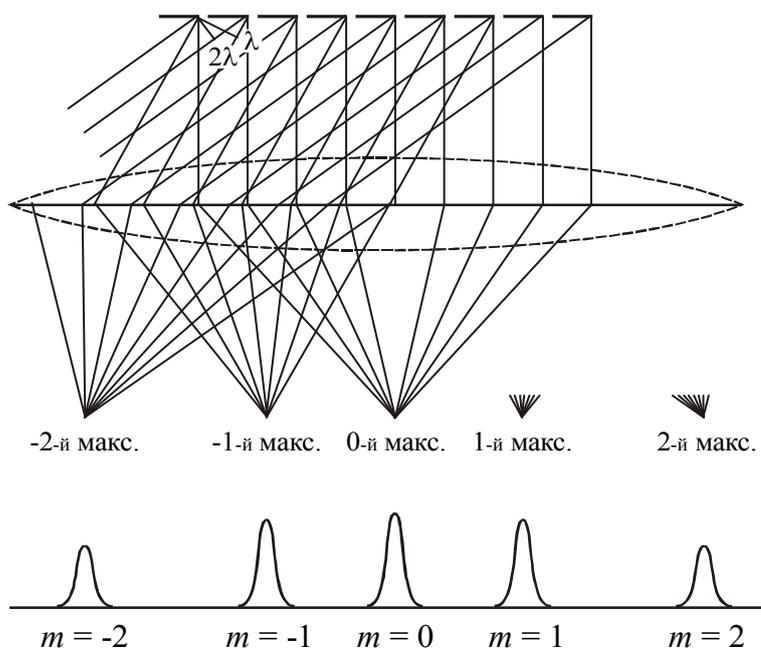


Рисунок 20.3

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (20.2)$$

где Δ – разность хода лучей, λ – длина волны,
 $m=0, 1, 2, 3 \dots$ – порядок (номер) дифракционного максимума.

Из прямоугольного треугольника ACB (см. рис. 20.2) можно найти разность хода лучей от соответствующих точек соседних щелей:

$$\Delta = d \sin \varphi. \quad (20.3)$$

Дифрагирующие лучи от всех других соответствующих точек соседних щелей будут иметь такую же разность хода в том же направлении. Другие пары щелей можно рассмотреть аналогичным путем

Приравняв выражения (20.2) и (20.3), получим условие главных максимумов для дифракционной решетки:

$$d \sin \varphi = m\lambda. \quad (20.4)$$

Дифракционную картину получают на экране, который располагают в фокальной плоскости собирающей линзы. Дифракционная картина будет иметь вид узких светлых полос, разделенных темными промежутками. Центральный максимум ($m=0$) имеет наибольшую интенсивность. Все другие располагаются симметрично относительно центрального максимума справа и слева (рис. 20.3). По мере удаления от центра их интенсивность уменьшается.

Согласно (20.4) положения максимумов зависят от длины волны λ . При освещении решетки белым светом на экране наблюдается неокрашенный центральный максимум нулевого порядка, а по обе стороны от него – дифракционные спектры 1-го, 2-го и т.д. порядков. Спектры имеют вид радужных полосок, у которых наблюдается непрерывный переход окраски от фиолетового цвета у внутреннего края спектра к красному у внешнего края.

Основными характеристиками дифракционной решетки являются её **разрешающая способность и дисперсия**.

Разрешающей способностью спектрального прибора называют безразмерную величину

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (20.5)$$

где $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются отдельно.

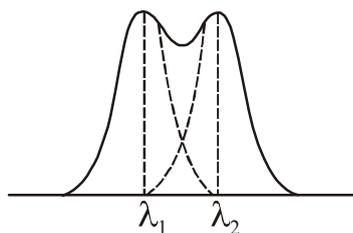


Рисунок 20.4

Разрешающую способность решетки можно рассчитать, пользуясь условием Рэля, по которому две монохроматические спектральные линии разрешаются (видны отдельно) в том случае, когда главный максимум одной линии попадает на место ближайшего к нему минимума второй линии (рис. 20.4). Из этого условия следует, что разрешающая способность дифракционной решетки

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN, \quad (20.6)$$

где N – число штрихов решетки, m – порядок дифракционного максимума. В решетке большая разрешающая способность достигается за счет больших значений N , так как порядок m невелик.

Дисперсия определяется угловым расстоянием $\delta\varphi$ между двумя спектральными линиями, отнесёнными к разности их длин волн

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}, \quad (20.7)$$

где $\delta\lambda$ обычно выражают в нанометрах.

Для небольших углов отклонения дисперсия решетки постоянна: угловое расстояние $\delta\varphi$ пропорционально разности длин волн $\delta\lambda$. Поэтому дифракционные спектры иногда называют нормальными, в отличие от спектров, получаемых с помощью стеклянных призм, у которых равные интервалы длин волн в красной части спектра уже, чем в фиолетовой.

20.2 Дифракция рентгеновских лучей

Пространственной, или трехмерной, дифракционной решеткой называется такая оптически неоднородная среда, неоднородности которой периодически повторяются. Примером пространственной дифракционной решетки может быть кристаллическая решетка твердого тела.

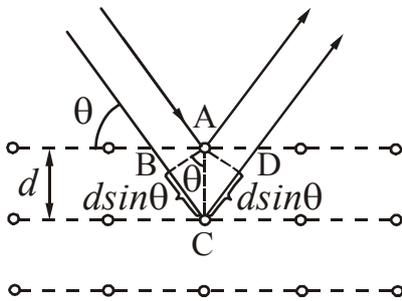


Рисунок 20.5

Частицы, находящиеся в узлах этой решетки (атомы, молекулы, ионы), играют роль упорядоченно расположенных центров, которые когерентно рассеивают свет. Постоянные кристаллических решеток твердых тел ($d \sim 5 \cdot 10^{-10}$ м) значительно меньше длин волн видимого света ($\lambda_{\text{вид.св.}} \sim 5 \cdot 10^{-7}$ м). Поэтому для видимого света кристаллы являются оптически однородной средой. В то же время для рентгеновских лучей

($\lambda_{\text{рентг.}} = 10^{-11} \div 10^{-9}$ м) кристаллы представляют собой естественные решетки.

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

Разность хода лучей, отраженных от двух соседних межатомных плоскостей

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

Для того, чтобы наблюдался максимум, должно выполняться условие:

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

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

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

Эта формула называется формулой Вульфа-Брэгга*.

Дифракция рентгеновских лучей от кристаллов находит два основных применения:

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

§21 Взаимодействие световых волн с веществом

На характер распространения электромагнитных волн существенно влияет среда, в которой они распространяются. Согласно представлениям классической электронной теории, переменное электромагнитное поле световой волны, распространяющееся в диэлектрической среде, вызывает вынужденные колебания связанных зарядов (электронов и ионов), входящих в состав молекул среды. Масса ионов намного больше массы электронов и они совершают заметные колебания под действием низкочастотного (инфракрасного) излучения. В области частот видимого и ультрафиолетового излучения определяющую роль играют вынужденные колебания внешних, наиболее слабо связанных электронов. Благодаря вынужденным колебаниям, электроны излучают вторичные волны, которые распространяются по всем направлениям.

Если среда оптически однородна, то расстояние между частицами среды меньше длины световой волны. Поэтому вторичные волны, излучаемые множеством соседних молекул, когерентны и интерферируют при наложении, гася друг друга во всех направлениях, кроме направления первичной волны. В результате интерференции в однородной изотропной среде образуется проходящая волна, фазовая скорость которой зависит от частоты, а направление распространения совпадает с направлением распространения первичной волны.

В неоднородной среде вторичные боковые волны не гасят друг друга. Реальные среды являются неоднородными, поэтому в реальных средах наблюдаются такие явления как рассеяние, дисперсия, полное внутреннее отражение. На границе раздела двух сред волны могут испытывать преломление, отражение и т.д.

*Вульф Георгий Викторович (1863–1925), русский физик.

*Брэгг Уильям Генри (1862–1942), англ. физик, лауреат Нобелевской премии 1915 г.

*Брэгг Уильям Лоренс (1890–1971), англ. физик, лауреат Нобелевской премии 1915 г.

21.1 Рассеяние световых волн

Рассеянием света называется явление преобразования света веществом, сопровождающееся изменением направления распространения света и проявляющееся как несобственное свечение вещества. Как уже отмечалось выше, в однородных средах вторичные волны, излучаемые колеблющимися электронами, гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления первичной волны. Поэтому рассеяния света в однородной среде не происходит.

В неоднородной среде вторичные волны дифрагируют на неоднородностях среды и дают дифракционную картину, которая характеризуется равномерным распределением интенсивности по всем направлениям.

Среды с явно выраженной оптической неоднородностью называются **мутными** средами. К ним относятся: 1) дым – взвесь в газе мельчайших твердых частиц; 2) туман – взвесь в газе мельчайших жидких частиц; 3) взвеси или суспензии, образованные плавающими в жидкости твердыми частицами; 4) эмульсии – взвеси мельчайших частиц одной жидкости в другой, не растворяющей первую. Примером эмульсии является молоко.

Даже очень тщательно очищенные газы и жидкости в некоторой степени рассеивают свет. Причиной этого являются **флуктуации** плотности (отклонения плотности от средних значений, наблюдаемые в пределах малых объемов). Эти флуктуации вызваны беспорядочным движением молекул вещества. Обусловленное им рассеяние называется **молекулярным**.

Молекулярным рассеянием объясняется голубой цвет неба. Из-за беспорядочного движения молекул в атмосфере непрерывно возникают места сгущения и разрежения воздуха, которые рассеивают свет. Интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны, поэтому голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем желтые и красные, обуславливая голубой цвет неба. Когда Солнце находится низко над горизонтом, распространяющиеся от него лучи проходят большую толщину рассеивающей среды. В результате этого они оказываются обогащенными большими длинами волн. Поэтому небо на заре окрашивается в красные тона.

21.2 Поглощение световых волн

Поглощением света называется явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе, происходящее вследствие преобразования энергии волны во внутреннюю энергию вещества. Поглощение света может вызвать нагревание вещества, возбуждение и ионизацию атомов или молекул, фотохимические реакции и другие процессы в веществе.

Интенсивность I электромагнитной волны, прошедшей поглощающий слой толщиной x , определяется законом Бугера – Ламберта*:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (21.1)$$

где I_0 – интенсивность электромагнитной волны на границе среды,

*Бугер Пьер (1698–1758), французский математик, астроном и физик.

*Ламберт Иоганн Генрих (1728–1777), немецкий математик, астроном, физик и философ.

μ – коэффициент поглощения, зависящий от химической природы и состояния среды, а также от частоты.

21.3 Преломление световых волн

Преломлением света называется изменение направления распространения волны в неоднородной среде, обусловленное зависимостью фазовой скорости от свойств среды. Различают преломление на плоской границе раздела двух однородных сред и преломление электромагнитных волн в плавно неоднородной среде (в масштабе длин волн).

Преломление света на плоской границе раздела двух однородных сред, подчиняется закону Снеллиуса (см. §16, п. 16.1).

От границы раздела диэлектриков распространяются две плоские волны – отраженная и преломленная. При этом интенсивности падающей волны $I_{\text{пад}}$, отраженной $I_{\text{отр}}$ и преломленной $I_{\text{прел}}$ связаны соотношениями

$$I_{\text{отр}} = I_{\text{пад}} \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2; \quad I_{\text{прел}} = I_{\text{пад}} \left(\frac{2n}{n+1} \right)^2, \quad (21.2)$$

где n – показатель преломления среды.

Преломление электромагнитных волн в плавно неоднородной среде называют **рефракцией**. Рефракцией объясняются многие явления природы: миражи, звуковые каналы в океане и атмосфере, сверхдальнюю связь и т.д.

21.4 Дисперсия световых волн

Дисперсией света называется зависимость фазовой скорости электромагнитной волны в среде от ее частоты. Среда, в которых фазовая скорость зависит от частоты, называются **диспергирующими** средами. Фазовая скорость электромагнитной волны $v = c/n$, где c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды. Скорость света в вакууме величина постоянная, поэтому существование дисперсии в среде обусловлено тем, что показатель преломления среды n зависит от частоты ω .

Если показатель преломления монотонно возрастает с увеличением частоты, то дисперсия называется **нормальной**. Если вещество поглощает часть лучей, то в области поглощения и вблизи нее наблюдается **аномальная** дисперсия. При аномальной дисперсии показатель преломления убывает с увеличением частоты.

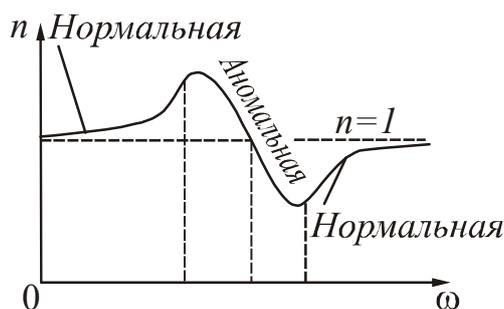


Рисунок 21.1

На рис. 21.1 показана зависимость показателя преломления для нормальной и аномальной дисперсией.

Обычное стекло, например, прозрачно для видимого света, и в этой области частот наблюдается нормальная дисперсия света в стекле (рис. 21.2). Белый свет, пройдя через призму, образует радужный спектр. Фиолетовый луч преломляется больше, так как имеет большую частоту. В области инфракрасного и

ультрафиолетового излучения для обычного стекла наблюдается аномальная дисперсия, так как оно поглощает эту часть спектра.

Если в некотором диапазоне частот фазовая скорость волны не зависит от частоты, то говорят, что дисперсия отсутствует. Примером такой волны является электромагнитная волна в вакууме.

Реальные источники создают переменные электромагнитные поля, которые описываются немонохроматическими волнами. При исследовании таких полей предполагается, что поле в данной точке может быть представлено суперпозицией бесконечного числа монохроматических волн (см. §11, п. 11.3), т.е. волна представляется в виде группы волн или волнового пакета.

Волновой пакет характеризуют групповой скоростью, которая соответствует скорости распространения энергии поля. В диспергирующей среде происходит искажение формы группы волн в процессе их распространения и волновой пакет с течением времени расплывается. Понятие групповой скорости применимо только при условии, что поглощение энергии волны в данной среде невелико. При значительном затухании волн понятие групповой скорости утрачивает смысл. Такой случай имеет место в области аномальной дисперсии. В этой области поглощение очень велико и понятие групповой скорости оказывается неприменимым.

Дисперсия волн обуславливает многие природные явления и широко используется в технике. Например, все разновидности радуг объясняются спектральным расщеплением (из-за дисперсии света) и дифракцией солнечных лучей в дождевых каплях. Дисперсия волн в ионосферной плазме определяет частоту радиосигналов, отражающихся в данном слое ионосферы. На дисперсии волн основаны принципы действия многих радиотехнических, оптических и других устройств: рефрактометров, антенн с частотным сканированием, диаграмм направленности и т.д.

21.5 Давление световых волн

Давлением света называется давление, которое производят электромагнитные световые волны, падающие на поверхность какого-либо тела. В квантовой оптике световое давление является следствием того, что у фотона имеется импульс \vec{p} . При столкновении фотона с поверхностью тела этот импульс передается атомам или молекулам вещества. Аналогично этому, давление газа рассматривается как результат передачи импульса молекулами газа частицам на поверхности стенки сосуда.

Из теории Максвелла можно получить формулу для расчета давления, производимого электромагнитными волнами:

$$p = (1 + r)w, \quad (21.3)$$

где w – объемная плотность энергии электромагнитных волн,

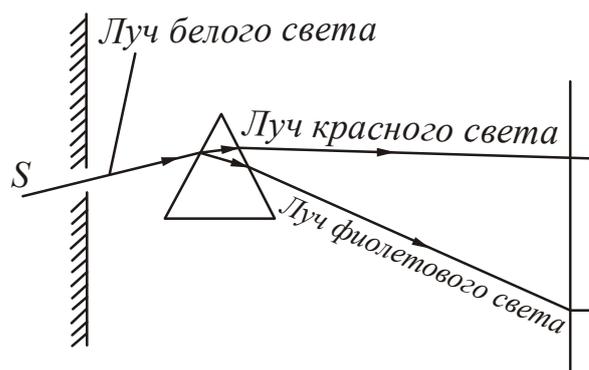


Рисунок 21.2

r – коэффициент отражения (если поверхность зеркальная, то $r = 1$, если поверхность абсолютно черная, то $r = 0$, и если тело серое, то $0 < r < 1$). Экспериментально давление света было доказано опытами П.Н. Лебедева*.

§22 Поляризация света

Электромагнитные волны являются поперечными. Это означает, что вектор напряженности электрического поля \vec{E} и вектор напряженности магнитного поля \vec{H} ($\vec{E} \perp \vec{H}$) колеблются в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны (рис. 22.1). Как отмечалось ранее, вектор напряженности электрического поля \vec{E} называется световым вектором. Направление колебаний светового вектора с течением времени может изменяться.

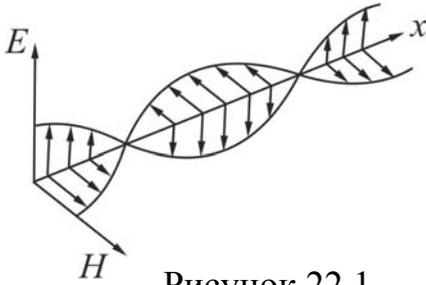


Рисунок 22.1

Если все направления колебаний светового вектора в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, равновероятны, то свет называется **неполяризованным** или **естественным**. Если колебания вектора каким-либо образом упорядочены, то свет называется **поляризованным**. Упорядочение в ориентации векторов напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей световой волны в плоскости, перпендикулярной световому лучу называется **поляризацией света**. Поляризоваться могут только поперечные волны.

Для того чтобы определить, поляризован свет или нет, используют приборы, которые пропускают свет только с определенным направлением вектора \vec{E} (рис. 22.2). В зависимости от назначения их называют поляризаторами или анализаторами. Если свет неполяризованный, то при повороте анализатора вокруг горизонтальной оси интенсивность света, воспринимаемого фотоприемником, всегда одна и та же.

Кроме поляризованного света существует частично поляризованный свет. В этом случае направление светового вектора также изменяется хаотически, но имеется некоторое направление, при котором в среднем амплитуда колебаний больше. Для этого случая вводят понятие **степени поляризации**: вращая анализатор, определяют значения максимальной I_{\max} и минимальной I_{\min} интенсивности, воспринимаемой фотоприемником. Степень поляризации определяется выражением:

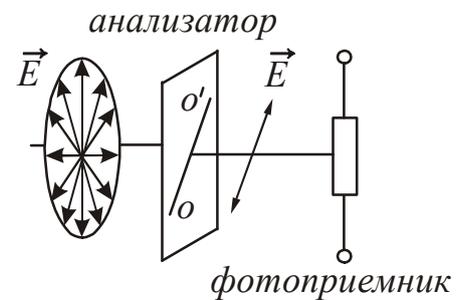


Рисунок 22.2

Для неполяризованного света $I_{\max} = I_{\min}$, степень поляризации $P = 0$.

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (22.1)$$

Для неполяризованного света $I_{\max} = I_{\min}$, степень поляризации $P = 0$.

*Лебедев Петр Николаевич (1866–1912), русский физик-экспериментатор.

Если неполяризованный свет проходит через поляризатор, то он становится линейно или плоско поляризованным светом. При этом $I_{\min}=0$, а степень поляризации равна 1.

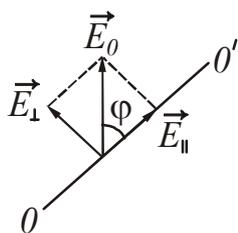


Рисунок 22.3

Плоскость, в которой происходят колебания вектора \vec{E} и которая проходит через направление распространения волны, называется **плоскостью поляризации**.

Для линейно поляризованного света справедлив закон Малюса*. Пусть колебания электрического вектора происходят в вертикальной плоскости и амплитуда колебаний равна E_0 (рис. 22.3). Если ось анализатора $00'$ повернута на угол φ по отношению к направлению поляризации, то к фотоприемнику пройдет свет с амплитудой

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi.$$

Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, поэтому

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (22.2)$$

где I_0 – интенсивность поляризованного света, падающего на анализатор;

I – интенсивность света, вышедшего из анализатора;

φ – угол между плоскостью поляризации луча, падающего на анализатор и плоскостью пропускания анализатора.

Выражение (22.2) называется **законом Малюса**.

В реальных условиях необходимо учитывать, что электромагнитные волны отражаются и поглощаются, т.е. для реальных условий закон Малюса будет выглядеть следующим образом:

$$I = I_0(1 - k) \cos^2 \varphi, \quad (22.3)$$

где k – коэффициент, учитывающий потери на отражение и поглощение.

§23 Способы получения поляризованного света

23.1 Отражение от границы раздела двух диэлектриков.

Закон Брюстера

Световые лучи, проходя через границу раздела двух сред с разными показателями преломления n_1 и n_2 , испытывают отражение и преломление. Отраженный и преломленный лучи всегда оказываются частично поляризованными. В отраженном свете колебания происходят преимущественно перпендикулярно плоскости падения луча, в преломленном – в плоскости падения (рис. 23.1). Д. Брюстер* экспериментально установил, что отраженный луч будет полностью поляризован, если отраженный и преломленный лучи перпендикулярны друг другу (рис. 23.2). Соответствующий угол падения называют **углом Брюстера** и обозначают α_B .

*Малюс Этьен Луи (1775–1812), французский физик.

*Брюстер Дейвид (1781–1868), шотландский физик и астроном.

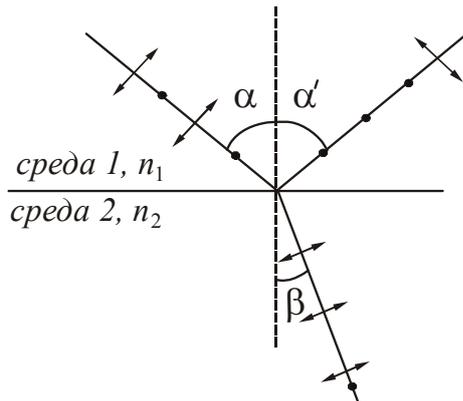


Рисунок 23.1

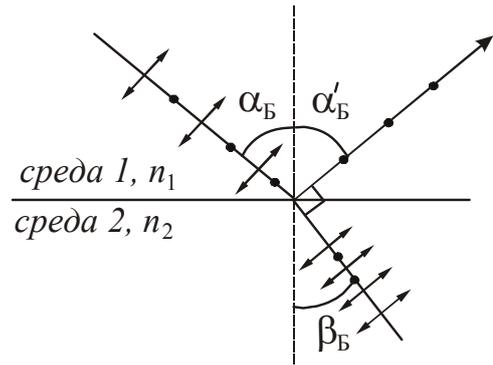


Рисунок 23.2

Найдем угол Брюстера. По закону преломления:

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \beta_B} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Так как $\alpha_B = \alpha'_B$, то $\alpha_B + \beta_B = 90^\circ$, тогда

$$\sin \beta_B = \sin(90^\circ - \alpha_B) = \cos \alpha_B.$$

Сделав замену, получим:

$$\frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} = \frac{n_2}{n_1},$$

или

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (23.1)$$

Выражение (23.1) называется законом Брюстера: *Свет, отраженный от границы двух диэлектриков, полностью линейно поляризован при угле падения, тангенс которого равен относительному показателю преломления среды, отражающей свет.*

23.2 Преломление света в тонкой пластинке

Так как свет, отраженный от границы раздела двух диэлектриков оказывается частично (или полностью) поляризованным, то проходящий свет также частично поляризуется. Преимущественное направление колебаний электрического вектора в прошедшем свете совпадает с плоскостью преломления луча (рис. 23.1, 23.2). Максимальная поляризация проходящего света достигается при падении под углом Брюстера.

Степень поляризации проходящего света можно повышать, подвергая его ряду последовательных отражений и преломлений. Это осуществляется в стопе, состоящей из нескольких одинаковых и параллельных друг другу пластин из прозрачного диэлектрика (например, стекла), установленных под углом Брю-

стера к падающему свету. Если число пластин достаточно велико, то проходящий через стопу свет оказывается тоже практически линейно поляризованным.

23.3 Двойное лучепреломление

В оптически анизотропных кристаллах наблюдается явление *двойного лучепреломления*. Это явление состоит в том, что луч света, падающий на поверхность кристалла раздваивается в нем на два преломленных луча со взаимно

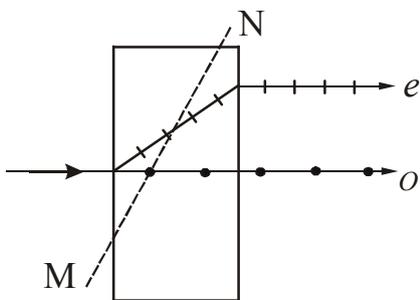


Рисунок 23.3

перпендикулярными плоскостями колебаний. Один из лучей подчиняется обычным законам преломления и удовлетворяет закону Снеллиуса (см. п. 16.1), поэтому его называют обыкновенным лучом и обозначают буквой *o* (рис. 23.3). Второй луч обозначают буквой *e* и называют необыкновенным. Он не лежит в плоскости падения и не подчиняется закону Снеллиуса. Например, если даже свет падает нормально (рис. 23.3), необыкновенный луч преломляется. Кристаллы,

обладающие двойным лучепреломлением, подразделяются на одноосные и двуосные. У одноосных кристаллов имеется направление, вдоль которого обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются не разделяясь. Это направление называется *оптической осью* кристалла. Следует иметь в виду, что оптическая ось – это не прямая линия, проходящая через какую-то точку кристалла, а определенное направление в кристалле. Любая прямая, параллельная данному направлению, является оптической осью кристалла. У двуосных кристаллов таких направлений два.

Из кристаллов, обладающих двойным лучепреломлением, изготавливают *поляризационные призмы*. Одной из них является *призма Николя*. Она вырезана из кристалла исландского шпата так, что ее грани АВ и CD параллельны оптической оси MN кристалла (рис. 23.4). Призма разрезана по диагональной плоскости АС и склеена по этой поверхности

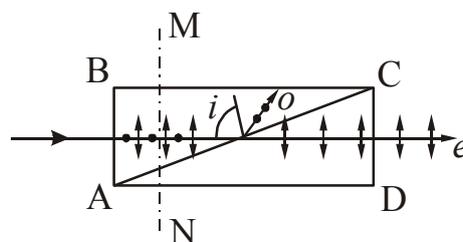


Рисунок 23.4

тонким слоем оптически изотропного вещества, которое называется канадским бальзамом. Для обыкновенных лучей канадский бальзам является средой оптически менее плотной, чем материал призмы. Для необыкновенного луча он является оптически более плотной средой. Свет падает на призму нормально к ее грани АВ. Обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются в призме, не преломляясь, до слоя канадского бальзама. Размеры призмы подбираются таким образом, чтобы угол падения обыкновенного луча на поверхность АС был больше предельного угла внутреннего отражения (см. п. 16.1). Поэтому обыкновенная волна полностью отражается от слоя канадского бальзама (луч *o* на рис. 23.4). Необыкновенный луч *e* свободно проходит через слой бальзама и

вторую половину поляризационной призмы. Таким образом, поляризационная призма может быть использована как поляризатор.

23.4 Поглощение света в дихроических кристаллах

Все двояко преломляющие кристаллы в той или иной степени поглощают свет. Это явление анизотропно, т.е. у некоторых двояко преломляющих кристаллов коэффициенты поглощения света для двух взаимно перпендикулярно поляризованных лучей отличаются настолько сильно, что уже при небольшой толщине кристалла один из лучей гасится практически полностью, и из кристалла выходит линейно поляризованный пучок света. Это явление называется **дихроизмом**, так как проявляется в различной окраске кристаллов по разным направлениям.

Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин. Еще более ярко выраженным дихроизмом обладают кристаллы герпатита, которые используют для изготовления тонких пленок, преобразующих естественный свет в линейно поляризованный. Такие пленки называются **поляроидами**.

§24 Искусственное двойное лучепреломление. Эффект Керра

Двойное лучепреломление может возникать в прозрачных телах под влиянием внешних воздействий. В частности это происходит при механических деформациях тел.

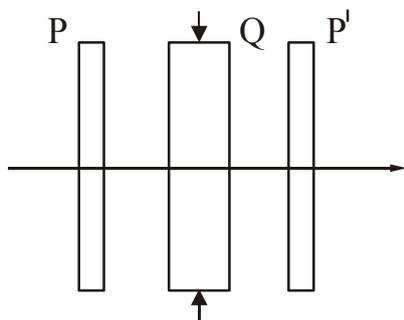


Рисунок 24.1

Поместим стеклянную пластинку Q между скрещенными поляризаторами P и P' (рис. 24.1). Если стекло не деформировано, то такая система свет не пропускает. Если пластинку сжать, то свет начинает проходить. Наблюдаемая в прошедших лучах картина оказывается испещренной цветными полосами. По расположению полос можно судить о распределении напряжений внутри пластины, так как каждая такая полоса соответствует одинаково деформированным местам пластинки.

деформированным местам пластинки.

Возникновение двойного лучепреломления в жидкостях и аморфных телах под воздействием электрического поля называется **эффектом Керра** (обнаружен в 1875 году). Схема установки для исследования эффекта Керра показана на рис. 24.2. Между скрещенными поляризаторами P и P' помещается ячейка Керра, которая представляет собой герметичный сосуд с жидкостью. В сосуд введены пластины конденсатора.

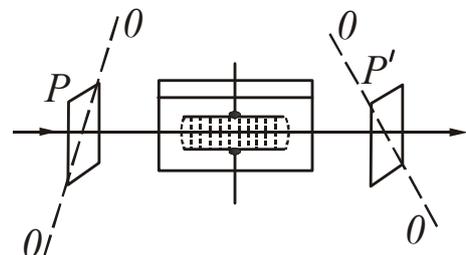


Рисунок 24.2

Если на пластины подать напряжение, то под действием электрического поля жидкость приобретает свойства двояко преломляющего кристалла. Возникшая между обыкновенным и необыкновенным лучами разность фаз пропорциональна квадрату напряженности электрического поля:

$$\Delta\varphi = 2\pi B l E^2, \quad (24.1)$$

где l – путь, пройденный лучами; B – постоянная Керра.

Постоянная Керра зависит от вещества, его температуры, длины волны света. Из жидкостей наибольшей постоянной Керра обладает нитробензол. Объясняется эффект Керра различной поляризуемостью молекул по разным направлениям под действием электрического поля. Время, в течение которого устанавливается преимущественная ориентация молекул, составляет порядка 10^{-10} с. Поэтому ячейку Керра можно использовать как безынерционный световой затвор. В отсутствие поля затвор будет закрыт, при включении напряжения затвор пропускает значительную часть света, прошедшего через первый анализатор Р.

§25 Вращение плоскости поляризации

При прохождении поляризованного света через некоторые вещества происходит поворот плоскости поляризации световой волны. Это явление называется *вращением плоскости поляризации*. Вещества, которые способны поворачивать плоскость поляризации падающих на них световых волн, называются *оптически активными веществами*. Оптически активными могут быть как жидкости, так и кристаллы. Например, растворы сахара, глюкозы, скипидар, киноварь, кварц и т.д. Различают правое вращение, или положительное, и левое, или отрицательное. При правом вращении плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке для луча, падающего в глаз наблюдателя, при левом – в противоположном направлении.

Для оптически активных жидкостей угол поворота φ плоскости поляризации определяется соотношением:

$$\varphi = [a] l c, \quad (25.1)$$

где l – толщина слоя жидкости;

c – концентрация раствора;

$[a]$ – удельная постоянная раствора, зависящая от природы вещества.

Угол поворота плоскости поляризации кристаллическими веществами определяется соотношением:

$$\varphi = a l, \quad (25.2)$$

где l – путь, пройденный лучом в кристалле;

a – постоянная вращения, зависящая от длины волны.

Если между двумя скрещенными поляризаторами поместить оптически активное вещество (кристалл кварца, прозрачную кювету с раствором сахара и т.п.), то поле зрения просветляется. Чтобы снова получить темноту, нужно повернуть один из поляризаторов на угол φ , который определяется формулами (25.1) и (25.2). В случае раствора, зная удельную постоянную вращения $[a]$ данного вещества и длину l , можно, измерив угол поворота φ , найти концентрацию раствора. Такой способ определения концентрации растворов применяют в производстве различных веществ.

Глава 5. Квантовая оптика

Квантовой оптикой называется раздел оптики, занимающийся изучением явлений, в которых проявляются квантовые свойства света. К таким явлениям относятся тепловое излучение, фотоэлектрический эффект, эффект Комптона.

§26 Тепловое излучение. Закон Кирхгофа

Все тела в той или иной степени излучают электромагнитные волны. Например, сильно нагретые тела светятся, а при обычных температурах являются источниками только невидимого инфракрасного излучения.

Электромагнитное излучение, испускаемое веществом и возникающее за счет его внутренней энергии, называется тепловым. Оно зависит только от температуры и оптических свойств излучающего тела.

Окружим излучающее тело оболочкой с идеально отражающей поверхностью (рис. 26.1). Воздух из оболочки удалим. Отраженное оболочкой излучение, упав на тело, поглотится им (частично или полностью). Следовательно, будет происходить непрерывный обмен энергией между телом и заполняющим оболочку излучением.

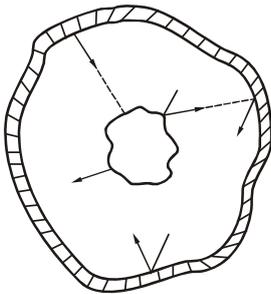


Рисунок 26.1

Если распределение энергии между телом и излучением остается неизменным для каждой длины волны, то состояние системы «тело – излучение» называется равновесным. **Тепловое излучение – единственный вид излучения, который может находиться в термодинамическом равновесии с излучающими телами.** Все остальные виды излучения оказываются неравновесными. При равновесии расход энергии тела на тепловое излучение компенсируется за счет поглощения телом такого же количества энергии падающего на него излучения.

Равновесное излучение устанавливается в адиабатически замкнутой системе, т.е. такой, которая не обменивается теплом с внешней средой. В такой системе все тела находятся при одной и той же температуре.

К равновесным процессам и состояниям применимы законы термодинамики, поэтому тепловое излучение должно подчиняться некоторым закономерностям термодинамики.

26.1 Характеристики теплового излучения

В физической литературе нет единой терминологии в отношении величин, характеризующих тепловое излучение. Поэтому мы приводим в скобках второе название физической величины.

Энергетический поток (Φ_{ν}) – скалярная физическая величина, равная энергии электромагнитного излучения всех участков спектра, излучаемой за единицу времени:

$$\Phi_{\nu} = \frac{dW}{dt}.$$

Для средних величин
$$\Phi_{\text{э}} = \frac{W}{t}. \quad (26.1)$$

$$[\Phi_{\text{э}}] = \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт}.$$

Энергетическая светимость (излучательность) ($R_{\text{э}}$) – скалярная физическая величина, равная энергии, излучаемой с единицы поверхности за единицу времени во всем диапазоне длин волн (от 0 до ∞):

$$R_{\text{э}} = \frac{d\Phi}{dS}.$$

Для средних величин
$$R_{\text{э}} = \frac{W}{St}. \quad (26.2)$$

$$[R_{\text{э}}] = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \text{с}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Спектральная плотность энергетической светимости (испускательная способность) ($r_{\lambda, \Gamma}$) – скалярная физическая величина, равная энергии, излучаемой с единицы поверхности за единицу времени в единичном интервале, выбранном вблизи заданной длины волны:

$$r_{\lambda, \Gamma} = \frac{dR_{\text{э}}}{d\lambda}. \quad (26.3)$$

$$[r_{\lambda, \Gamma}] = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \text{с} \cdot \text{м}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3}.$$

Значение спектральной плотности энергетической светимости (испускательной способности) зависит от длины волны, температуры, химического состава тела и состояния его поверхности. Энергетическая светимость (излучательность) и спектральная плотность энергетической светимости (испускательная способность) связаны соотношением

$$R_{\text{э}} = \int_0^{\infty} r_{\lambda, \Gamma} d\lambda. \quad (26.4)$$

Поглощательная способность (монохроматический коэффициент поглощения) ($\alpha_{\lambda, \Gamma}$) – безразмерная физическая величина, показывающая какая доля энергии электромагнитных волн, падающих на тело, поглощается им:

$$\alpha_{\lambda, \Gamma} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW_{\text{пад}}}. \quad (26.5)$$

По определению поглощательная способность не может быть больше единицы. Поглощательная способность реальных тел зависит от свойств вещества и спектрального состава падающего излучения.

26.2 Классификация тел

Абсолютно черным телом называется тело, которое полностью поглощает все падающее на него излучение независимо от его спектрального состава и направления падающего излучения, ничего не отражая и не пропуская. Следовательно, поглощательная способность абсолютно черного тела тождественно равна единице:

$$\alpha_{\lambda, T, S} \equiv 1. \quad (26.6)$$

Индекс s – это первая буква немецкого слова *schwarz* – *черный*.

Абсолютно черных тел в природе не существует. Сажа и платиновая чернь имеют поглощательную способность, близкую к единице, но в ограниченном интервале длин волн. В далекой инфракрасной области их поглощательная способность меньше единицы.

Моделью абсолютно черного тела может служить почти замкнутая полость с небольшим отверстием (рис. 26.2). Излучение, проникшее внутрь полости через отверстие O , многократно отражается от стенок. При каждом отражении часть энергии поглощается. В результате чего практически все излучение любой частоты полностью поглощается стенками полости независимо от материала.

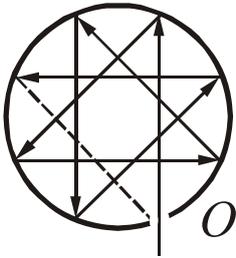


Рисунок 26.2

В теории теплового излучения наряду с понятием абсолютно черного тела часто пользуются другой идеализированной моделью реальных тел – серым телом.

Серым телом называется тело, поглощательная способность которого меньше единицы и не зависит от длины волны (частоты) излучения и от абсолютной температуры.

Энергия $dW_{\text{пад}}$, падающая на непрозрачное тело, равна сумме отраженной $dW_{\text{отр}}$ и поглощенной $dW_{\text{погл}}$ энергий:

$$dW_{\text{пад}} = dW_{\text{погл}} + dW_{\text{отр}}.$$

Разделив это соотношение на $dW_{\text{пад}}$, получим:

$$\alpha_{\lambda, T} + \rho_{\lambda, T} = 1. \quad (26.7)$$

где

$$\rho_{\lambda, T} = \frac{dW_{\text{отр}}}{dW_{\text{пад}}}, \quad (26.8)$$

величина, называемая отражательной способностью.

Отражательная способность ($\rho_{\lambda, T}$) – безразмерная физическая величина, показывающая, какая доля энергии электромагнитных волн, падающих на тело, отражается им.

Отражательная $\rho_{\lambda,T}$ способность зависит от свойств вещества и спектрального состава падающего излучения. Для реальных тел :

$$0 < \alpha_{\lambda,T} < 1 \quad \text{и} \quad 0 < \rho_{\lambda,T} < 1. \quad (26.9)$$

Отражательная способность абсолютно черного тела равна нулю, т.е. $\rho_{\lambda,T,S} = 0$. Непрозрачные тела, у которых поглощательная способность равна нулю, не излучают и не поглощают электромагнитных волн: они полностью отражают падающее на них излучение. Если отражение при этом происходит по законам геометрической оптики, то тело называется *зеркальным*. Для зеркальных тел:

$$\rho_{\lambda,T} \equiv 1, \quad \alpha_{\lambda,T} \equiv 0. \quad (26.10)$$

Абсолютно зеркальных тел в природе также не существует. Близкой к зеркалу является поверхность серебра ($\rho_{\lambda,T} \approx 0,95$).

26.3 Закон Кирхгофа

Между испускательной и поглощательной способностями непрозрачного тела имеется связь. Рассмотрим следующий эксперимент. Пусть внутри замкнутой вакуумированной оболочки, температура которой постоянна, находятся несколько тел (рис. 26.3). Эти тела могут обмениваться энергией между собой и оболочкой только путем испускания и поглощения электромагнитных волн. Опыт показывает, что через некоторое время все тела примут одинаковую температуру, равную температуре оболочки T . В таком состоянии тело, обладающее большей испускательной способностью $r_{\lambda,T}$ теряет больше энергии, чем то тело, у которого испускательная способность меньше. Так как температура тел не меняется, то тело, испускающее больше энергии, должно больше ее поглощать, т.е. обладать большей поглощательной способностью.

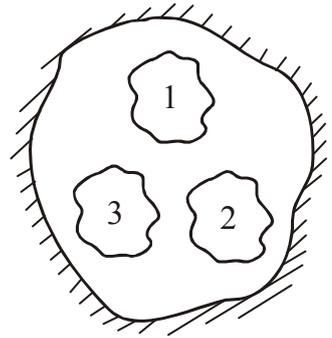


Рисунок 26.3

Таким образом, чем больше испускательная способность $r_{\lambda,T}$ тем больше поглощательная способность $\alpha_{\lambda,T}$. В 1895 году немецкий физик Кирхгоф* установил, что

Отношение испускательной способности к поглощательной способности не зависит от природы тел, а является для всех тел одной и той же универсальной функцией длины волны и температуры.

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_3 = \dots = f(\lambda, T), \quad (26.11)$$

где индексы 1, 2, 3 ... относятся к разным телам. Соотношение (26.11) называется законом Кирхгофа.

* Кирхгоф Густав Роберт (1824–1887), немецкий физик.

Для абсолютно черного тела поглощательная способность $\alpha_{\lambda,T,S} \equiv 1$. Следовательно, из соотношения (26.11) вытекает, что испускательная способность $r_{\lambda,T}$ для такого тела равна $f(\lambda,T)$. Таким образом, универсальная функция Кирхгофа – это испускательная способность абсолютно черного тела. Кирхгоф не сумел установить вид функции $f(\lambda,T)$. Все попытки получить ее на основе классической термодинамики закончились неудачно.

После установления закона Кирхгофа стало очевидным, что первоочередная задача теории теплового излучения – найти вид универсальной функции $f(\lambda,T)$, т.е. надо было найти, как испускательная способность абсолютно черного тела $r_{\lambda,T,S}$ зависит от длины волны λ и температуры T .

Испускательная способность полости с очень маленьким отверстием очень близка к $f(\lambda,T)$, причем T означает температуру стенок полости. Таким образом, если стенки полости поддерживать при некоторой температуре T , то из отверстия выходит излучение, близкое по спектральному составу к излучению абсолютно черного тела при той же температуре. Разлагая излучение в спектр, и измеряя интенсивность различных участков спектра, удалось экспериментально найти вид функции $f(\lambda,T)$. Результаты этого эксперимента представлены на графике (рис. 26.4). Из анализа графика были сделаны следующие выводы.

1. Энергетический спектр теплового излучения является непрерывным, т.е. в нем присутствуют все длины волн от 0 до ∞ .
2. В области малых и больших длин волн излучение мало.

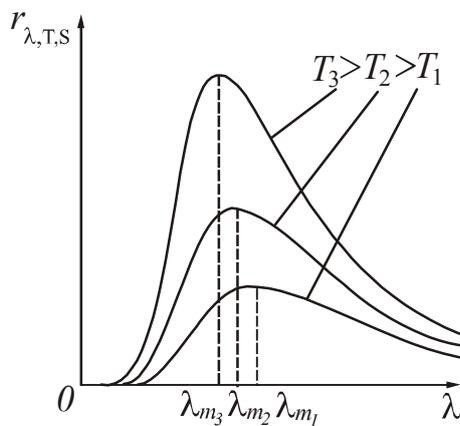


Рисунок 26.4

3. Кривые имеют максимумы, т.е. существует длина волны, при которой лучеиспускательная способность абсолютно черного тела принимает наибольшее значение. С повышением температуры максимум смещается в сторону более коротких длин волн.
4. Площадь, охватываемая кривой, дает излучательность абсолютно черного тела при соответствующей температуре.
5. Излучательность абсолютно черного тела сильно возрастает с температурой.

На основе этих выводов и других экспериментов был установлен ряд законов теплового излучения.

§27 Законы Стефана – Больцмана и Вина

Анализируя экспериментальные данные, Стефан* и Больцман* установили связь между излучательностью (энергетической светимостью) абсолютно черного тела и его температурой. По закону Стефана – Больцмана **излучательность (энергетическая светимость) абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры:**

*Стефан Йозеф (1835–1893), Больцман Людвиг (1844–1906), австрийские физики.

$$R_{\lambda} = \sigma T^4, \quad (27.1)$$

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

Для серых тел этот закон применяют в следующем виде:

$$R_{\lambda} = \alpha \sigma T^4, \quad (27.2)$$

где α – коэффициент монохроматического поглощения (поглощательная способность).

В. Вин* также не смог установить вид функции Кирхгофа, но зато ему удалось найти положение максимума функции и зависимость максимального значения испускательной способности абсолютно черного тела от температуры.

Длина волны, на которую приходится максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости (испускательной способности) абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (27.3)$$

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

Выражение (27.3) называют законом смещения Вина.

Максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости (испускательной способности) абсолютно черного тела пропорционально пятой степени его абсолютной температуры:

$$(r_{\lambda,T})_{\max} = c T^5, \quad (27.4)$$

где $c = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³·К⁵) – постоянная величина.

Выражение (27.4) называют вторым законом Вина.

Все попытки теоретического обоснования экспериментально найденного вида функции Кирхгофа $f(\lambda, T) = r_{\lambda,T,S}$ в рамках классической физики оказались безуспешными.

§28 Гипотеза Планка. Формула Планка

В связи с тем, что все попытки объяснить закономерности теплового излучения на основе законов классической физики закончились неудачей, в 1900 году М. Планк* выдвинул новую гипотезу о природе излучения. Суть этой гипотезы заключается в следующем:

Электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения.

*Вин Вильгельм Карл Вернер (1864–1928), немецкий физик, лауреат Нобелевской премии 1911 г.

*Планк Макс Карл Эрнст Людвиг (1858–1947), немецкий физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии 1918 г.

Энергия кванта:

$$\varepsilon = h\nu, \quad (28.1)$$

где ν – частота излучения.

Коэффициент пропорциональности h впоследствии был назван постоянной Планка.

$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}.$$

Используя соотношение, связывающее скорость, длину волны и частоту $c = \lambda\nu$, энергию кванта можно выразить формулой

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda}. \quad (28.2)$$

На основе своей гипотезы М. Планк разработал квантовую теорию теплового излучения. Ему удалось найти правильное выражение для функции Кирхгофа, т.е. получить формулу для расчета излучательной способности абсолютно черного тела $r_{\lambda,T,S}$. Эта формула имеет вид:

$$r_{\lambda,T,S} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (28.3)$$

где c – скорость света;

k – постоянная Больцмана.

Формула (28.3) называется **формулой Планка**. Кривые, рассчитанные по этой формуле, совпали с экспериментально полученными кривыми (рис. 26.4).

Если в выражение $R_{\lambda,T} = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda$ (см. формулу (26.4)) подставить значение

излучательной способности в соответствии с формулой Планка и проинтегрировать, то можно получить закон Стефана – Больцмана. Если взять производную функции $r_{\lambda,T,S}$ по длине волны λ и приравнять ее к нулю, то можно рассчитать b – постоянную Вина. Полученное значение совпадает с экспериментальным значением. Это является подтверждением правильности теории Планка.

Таким образом, можно утверждать, что **свету, кроме волновых свойств, присущи также и корпускулярные свойства**.

§29 Оптическая пирометрия

Установление законов Стефана – Больцмана и Вина позволило создать приборы для измерения температуры, работающие без контакта с раскаленными телами.

Совокупность методов измерения температуры, основанных на законах теплового излучения, называется **оптической пирометрией**. Приборы, применяемые для этого, называются **пирометрами**.

Действие **радиационных пирометров** основано на фокусировке излучения раскаленной поверхности на некотором теплоприемнике. Яркость резкого (сфокусированного) изображения не зависит от расстояния до объекта, если оно велико по сравнению с фокусным расстоянием объектива. Важным является то, что создаваемое объективом изображение должно полностью перекрывать теплоприемник.

Предварительно пирометр градуируют по абсолютно черному телу. Но, поскольку излучательность раскаленной поверхности меньше излучательности абсолютно черного тела (по закону Кирхгофа), измеренная радиационная температура оказывается меньше действительной. Соответствующие поправочные коэффициенты имеются в справочниках.

Действие **яркостных пирометров** основано на сравнении яркости свечения тела, температура которого измеряется, и некоторого другого – нити лампы накаливания. Наблюдение ведется через красный светофильтр ($\lambda=660$ нм). Применение этих пирометров связано с металлургией. На фоне изображения светящегося окошка доменной или мартеновской печи наблюдается нить накаливания. Регулируя ток через лампочку, добиваются уравнивания их яркостей в красном свете. При этом нить лампочки становится невидимой, поэтому такой пирометр называется пирометром с «исчезающей нитью».

Пирометр градуируется по абсолютно черному телу – при изменении тока накала по находящейся в поле наблюдения шкале считывается температура черного тела, при которой нить «исчезает». Так как излучательность реального тела при той же температуре меньше, чем излучательность черного тела, то для достижения равенства их яркостей реальное тело должно быть нагрето сильнее. Яркостная температура оказывается завышенной.

§30 Внешний фотоэлектрический эффект. Законы фотоэффекта

Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов

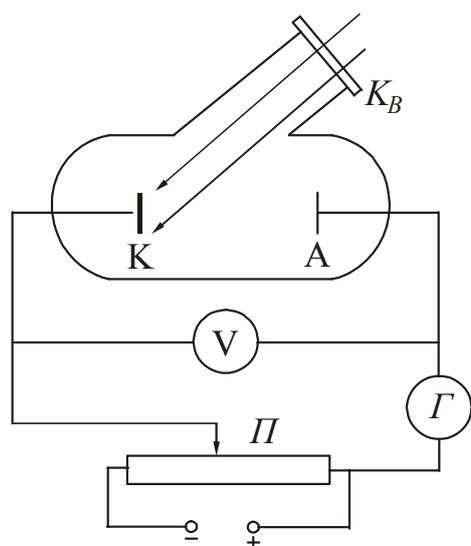


Рисунок 30.1

поверхностью вещества под действием света. Электроны, вылетающие из вещества, называются **фотоэлектронами**, а электрический ток, образуемый ими при движении во внешнем электрическом поле, называется **фототоком**. Открыто явление Г. Герцем* в 1887 году, основные закономерности установлены в 1888–1889 годах А. Н. Столетовым*.

Исследование закономерностей фотоэффекта можно провести с помощью установки, схема которой изображенной на рис. 30.1. Экспериментальные исследования показали, что даже ничтожные загрязнения поверхности металла существенно влияют на эмиссию электронов под

*Герц Генрих Рудольф (1857–1894), немецкий физик.

*Столетов Александр Григорьевич (1839–1896), русский физик.

действием света. Поэтому для изучения фотоэффекта пользуются вакуумной трубкой. Свет, проникающий через кварцевое окошко K_B , освещает катод K . Электроны, испущенные вследствие фотоэффекта, перемещаются под действием электрического поля к аноду A .

В результате в цепи прибора течет фототок, измеряемый гальванометром G . Напряжение между анодом и катодом можно изменять с помощью потенциометра P .

Полученная зависимость фототока I от напряжения между электродами U (вольтамперная характеристика) представлена на рис. 30.2. Характеристика снималась при неизменном световом потоке Φ .

Из анализа этой кривой можно сделать следующие выводы:

1. При некотором не очень большом напряжении фототок достигает насыщения. Это значит, что все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. Сила тока насыщения I_n будет определяться количеством электронов, испускаемых катодом в единицу времени под действием света.
2. Пологий ход кривой указывает на то, что электроны вылетают из катода с различными по величине скоростями. При напряжении $U=0$ часть электронов долетает до анода «самостоятельно», без помощи ускоряющего поля.
3. Для того чтобы обратить силу тока в нуль, нужно приложить *задерживающее* напряжение U_3 . При таком напряжении ни одному из электронов, даже обладающему при вылете из катода наибольшим значением скорости v_{\max} не удастся достигнуть анода.

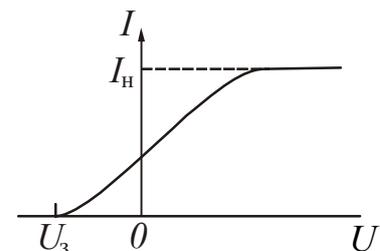


Рисунок 30.2

На основании экспериментов были установлены следующие законы фотоэффекта.

1. Фототок насыщения пропорционален световому потоку при неизменном спектральном составе света, падающего на анод.
2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно зависит от частоты падающего света и не зависит от его интенсивности.
3. Для каждого вещества существует минимальная частота света ν_0 при которой еще возможен фотоэффект. При $\nu < \nu_0$ (или при $\lambda > \lambda_0$) фотоэффекта нет. Длину волны λ_0 называют *красной границей фотоэффекта*.

Фотоэффект — явление безынерционное. Это означает, что между началом освещения и моментом возникновения фотоэффекта не протекает заметного времени. Опыты, произведенные в последнее время, показывают, что промежуток времени между началом освещения и появлением фототока не превышает 10^{-9} с.

С точки зрения волновых представлений о свете фотоэффект объяснить не удалось. А. Эйнштейн* высказал гипотезу о том, что свет не только излучается, но также распространяется в пространстве и поглощается веществом в виде отдельных квантов электромагнитного излучения. Квант оптического диапазона излучения называют **фотоном**.

Все фотоны монохроматического света частоты ν имеют одинаковую энергию

$$\varepsilon = h\nu, \quad (30.1)$$

где h – постоянная Планка.

В случае поглощения света веществом каждый поглощенный фотон передает всю свою энергию электрону. Часть этой энергии электрон затрачивает на совершение работы выхода $A_{\text{ВЫХ}}$ из вещества. **Работой выхода** называется минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы удалить его из твердого или жидкого тела в вакуум. Остаток энергии образует кинетическую энергию электрона, покинувшего вещество. В этом случае по закону сохранения энергии должно выполняться соотношение

$$h\nu = A_{\text{ВЫХ}} + \frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2}, \quad (30.2)$$

которое называется уравнением Эйнштейна для фотоэффекта.

Из уравнения Эйнштейна непосредственно вытекает второй закон фотоэффекта:

$$\frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2} = h\nu - A_{\text{ВЫХ}}, \quad (30.3)$$

то есть максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона линейно зависит от частоты, так как работа выхода для данного вещества величина постоянная.

При $\nu = \nu_0$ кинетическая энергия обращается в нуль. При этом

$$h\nu_0 = A_{\text{ВЫХ}}, \quad (30.4)$$

то есть красная граница фотоэффекта будет определяться природой вещества.

Если приложить задерживающее напряжение U_3 , то фототок обращается в нуль. При этом работа электрического поля будет равна максимальной кинетической энергии вылетевших фотоэлектронов.

$$\frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2} = eU_3, \quad (30.5)$$

m – масса электрона; e – заряд электрона.

Сделав замену в уравнении (30.2), получим еще одну форму записи уравнения Эйнштейна:

$$h\nu = A_{\text{ВЫХ}} + eU_3. \quad (30.6)$$

*Эйнштейн Альберт (1879–1955), немецкий физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии 1921 г.

§31 Фотон. Свойства фотона

Фотон – это элементарная частица, не имеющая массы покоя и движущаяся со скоростью света. Из законов релятивистской механики известна зависимость массы от скорости движения:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (31.1)$$

где m_0 – масса покоя частицы. Из (31.1) найдем m_0 :

$$m_0 = m \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (31.2)$$

Фотон движется со скоростью света, т.е. $v = c$. Из (31.2) следует, что при $v = c$

$$m_0 = 0.$$

Это означает, что фотон существует только в движении.

Массу фотона найдем из формулы взаимосвязи массы и энергии. По формуле Эйнштейна $\varepsilon = mc^2$. С другой стороны энергия фотона $\varepsilon = h\nu$. Приравняв эти соотношения, найдем массу фотона

$$m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (31.3)$$

Импульс фотона

$$p = mc = \frac{h\nu}{c}. \quad (31.4)$$

Используя соотношение, связывающее скорость, длину волны и частоту $c = \lambda\nu$, импульс фотона можно выразить формулой

$$p = \frac{h}{\lambda}, \quad (31.5)$$

где λ – длина волны в вакууме.

§32 Эффект Комптона

Наиболее отчетливо корпускулярные свойства света проявляются в явлении, которое было открыто в 1923 году и называется эффектом Комптона*. Суть явления заключается в следующем.

Если на рассеивающее вещество направить пучок монохроматического рентгеновского излучения, то длина волны λ' рассеянного излучения окажется больше длины волны λ падающего. Схема опыта Комптона представлена на рис. 32.1. Выделяемый диафрагмами пучок монохроматического рентгеновско-

*Комптон Артур Холли (1892–1962), американский физик, лауреат Нобелевской премии 1927 г.

го излучения направлялся на рассеивающее вещество РВ. Спектральный состав исследовался с помощью рентгеновского спектрографа, состоящего из кристалла Kp и ионизационной камеры ИК. Разность $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ оказалась зависящей только от угла θ , образуемого направлением рассеянного излучения с направлением первичного пучка. От длины волны λ и от природы рассеивающего вещества изменение длины волны $\Delta\lambda$ не зависит.

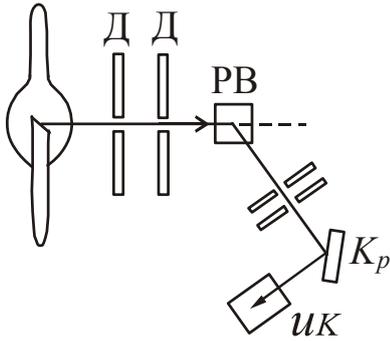


Рисунок 32.1

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta), \quad (32.1)$$

где θ – угол рассеяния, т.е. угол между направлением первоначального и рассеянного пучков; m_0 – масса покоя частицы, на которой происходило рассеяние. Обозначим

$$\frac{h}{m_0c} = \lambda_C \quad (32.2)$$

и назовем λ_C – комптоновской длиной волны.

Подстановка в (32.2) значений h, m_0, c дает для электрона значение

$$\lambda_C = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м.}$$

Эффект Комптона можно объяснить, рассматривая рассеяние как процесс упругого столкновения рентгеновских фотонов с практически свободными электронами. Свободными можно считать слабее всего связанные с атомами электроны. Энергия связи этих электронов значительно меньше той, которую фотон может передать электрону при соударении.

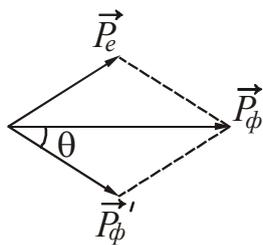


Рисунок 32.2

При упругом взаимодействии должны выполняться законы сохранения импульса (рис. 32.2) и энергии. До столкновения энергия электрона равна m_0c^2 (энергия покоя), импульс равен нулю. После столкновения энергия электрона равна mc^2 , импульс электрона становится равным \vec{p}_e . Фотон до столкновения имел импульс \vec{p}_ϕ , энергию $h\nu$. После столкновения импульс фотона станет равным \vec{p}'_ϕ , а энергия $h\nu'$.

Тогда можно записать следующие соотношения, выражающие законы сохранения импульса и энергии соответственно:

$$\vec{p}_\phi = \vec{p}'_\phi + \vec{p}_e \quad (32.2)$$

$$m_0c^2 + h\nu = mc^2 + h\nu' \quad (32.3)$$

Решение данной системы уравнений позволяет получить уравнение (32.1). Таким образом, из теории Комптона следует, что фотон передает электрону часть своей энергии и часть своего импульса. В результате уменьшения энергии падающего фотона длина волны рассеянного фотона увеличивается.

- **Обратите внимание!**

Одним и тем же термином обозначаются различные явления или понятия

Поляризация диэлектриков – смещение положительных и отрицательных зарядов диэлектрика в противоположные стороны под действием электрического поля. (см. «Часть 3. Электростатика. Постоянный электрический ток»).

Поляризация света – упорядочение в ориентации векторов напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей световой волны в плоскости, перпендикулярной световому лучу. В плоско поляризованной (линейно поляризованной) волне колебание вектора \vec{E} происходит строго в одной плоскости.

Термин применяется к объектам, к которым его применять нельзя

Сила света – скалярная физическая величина, равная световому потоку, проходящему на единицу телесного угла. Термин не имеет ничего общего с термином «сила» из курса механики.

Одно и то же понятие называется разными терминами

Излучательность – энергетическая светимость.

Испускательная способность – спектральная плотность энергетической светимости.

Поглощательная способность – монохроматический коэффициент поглощения.

Различайте следующие, близкие по звучанию, термины

Степень поляризации – величина, показывающая соотношение поляризованного и естественного света в частично поляризованном свете.

Поляризованность – векторная физическая величина, численно равная дипольному моменту единицу объема диэлектрика. (см. «Часть 3. Электростатика. Постоянный электрический ток»).

- Изучив раздел «Волновая и квантовая оптика», студент должен **ЗНАТЬ**:

Суть понятий:

Свет, угол падения, угол преломления, угол отражения, полное внутренне отражение. Точечный источник света. Тонкая пленка, полосы равного наклона, полосы равной толщины. Двойное лучепреломление.

Абсолютно черное тело (АЧТ), серое тело, зеркальное тело. Квант, фотон. Красная граница фотоэффекта, работа выхода.

Определения физических величин, их единицы измерения и формулы, по которым рассчитываются величины:

Абсолютный показатель преломления, относительный показатель преломления. Световой поток, сила света, освещенность. Оптический путь, оптическая разность хода. Период (постоянная) дифракционной решетки.

Энергетический поток. Излучательность, испускательная способность, поглощательная способность, отражательная способность.

Законы:

Законы отражения, законы преломления. Закон Снеллиуса.

Закон Брюстера, закон Малюса. Закон Кирхгофа, закон Стефана-Больцмана, законы Вина. Законы фотоэффекта.

Явления:

Интерференция. Дифракция. Поляризация, вращение плоскости поляризации.

Преломление, поглощение, рассеяние, дисперсия света. Эффект Керра.

Тепловое излучение. Фотоэффект. Эффект Комптона.

Уравнения:

Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.

Формулы:

Условия максимума и минимума интерференции. Формула Вульфа-Брэгга.

Формула Планка. Энергия, масса, импульс фотона.

Графики:

Зависимость лучеиспускательной способности АЧТ от длины волны. Зависимость фототока от напряжения.

Приборы и устройства:

Интерферометр. Дифракционная решетка. Призма Ньютона. Пирометр.

ТЕСТ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ ЗНАНИЙ ПО ТЕМЕ «ВОЛНОВАЯ ОПТИКА»

Инструкция. Данный тест предназначен для проверки знаний по теме “*Волновая оптика*”. Ответьте на вопросы. Подсчитайте количество правильных ответов, используя таблицу кодов. Если Вы дали

- 1) 40-50 правильных ответов – уровень усвоения материала темы высокий.
- 2) 30-40 правильных ответов – уровень усвоения материала темы средний.
- 3) 20-30 правильных ответов – уровень усвоения материала низкий.
- 4) меньше 20 правильных ответов – Вы не усвоили учебный материал.
Прочитайте его еще раз.

1. Луч света падает на плоское зеркало. Угол между падающим и отраженным лучами равен 30° . Угол между отраженным лучом и зеркалом равен ...
 - 1) 75°
 - 2) 115°
 - 3) 30°
 - 4) 15°
2. При переходе луча света из первой среды во вторую угол падения был равен 30° , а преломления 60° . Относительный показатель преломления второй среды относительно первой равен ...
 - 1) 0,5
 - 2) $\sqrt{3}$
 - 3) $\sqrt{3}/3$
 - 4) $\sqrt{3}/2$
 - 5) 2
 - 6) 0,8
3. Предельный угол полного отражения для луча света, идущего из среды с абсолютным показателем преломления n_1 , в среду с абсолютным показателем преломления n_2 определяется выражением ($n_1 > n_2$) ...
 - 1) $\sin \alpha = n_2/n_1$
 - 2) $\sin \alpha = n_1/n_2$
 - 3) $\sin \alpha = 1/n_1$
 - 4) $\sin \alpha = 1/n_2$
4. В первых экспериментах по изучению распространения электромагнитных волн в воздухе были измерены длина волны $\lambda=50$ см и частота излучения $\nu=500$ МГц. На основе этих данных можно было утверждать, что скорость света в воздухе равна примерно ...
 - 1) 10м/с
 - 2) 1000 м/с
 - 3) 250000 км/с
 - 4) 300000 км/с
5. При переходе светового луча из первой среды во вторую оказалось, что угол преломления меньше угла падения. Что можно сказать о скорости света v_2 во второй среде?
 - 1) $v_2 > v_1$
 - 2) $v_2 = v_1$
 - 3) $v_2 < v_1$
 - 4) $v_2 = c = 3 \cdot 10^8$ м/с
6. После прохождения белого света через красное стекло свет становится красным. Это происходит из-за того, что световые волны других цветов в основном ...
 - 1) отражаются
 - 2) рассеиваются
 - 3) преломляются
 - 4) поглощаются
7. По современным представлениям свет представляет собой ...
 - 1) волновой процесс
 - 2) механические колебания
 - 3) поток квантов
 - 4) явление той же природы, что и ультразвук.
8. Следствием волновой природы света являются ...
 - 1) интерференция света
 - 2) тепловое излучение
 - 3) дифракция света
 - 4) поляризация света
 - 5) фотоэлектрический эффект.

9. Следствием квантовой природы света являются ...
- 1) интерференция света
 - 2) тепловое излучение
 - 3) дифракция света
 - 4) поляризация света
 - 5) фотоэлектрический эффект.
10. Когерентными называются волны, ...
- 1) имеющие одинаковую частоту колебаний.
 - 2) отличающиеся по фазе на π .
 - 3) имеющие одинаковую амплитуду и частоту колебаний.
 - 4) имеющие одинаковую частоту колебаний и сохраняющие в каждой точке пространства постоянную разность фаз.
11. Явление интерференции света заключается ...
- 1) в усилении одного светового пучка другим.
 - 2) получении спектра белого света.
 - 3) в огибании светом препятствий.
 - 4) в наложении когерентных световых волн, в результате чего в одних точках (направлениях) их амплитуда увеличивается, а в других – уменьшается.
12. Энергия W , приносимая на единицу площади поверхности экрана одной электромагнитной волной, пропорциональна квадрату амплитуды напряженности электрического поля в ней. Если в данной точке экрана интерферируют две такие когерентные волны с одинаковой амплитудой, то энергия области интерференционного максимума, равна ...
- 1) 0
 - 2) W
 - 3) $2W$
 - 4) $4W$
13. Укажите необходимое условие интерференции волн.
1. Волны должны иметь одинаковые частоты.
 2. Волны должны быть когерентными.
 3. Волны должны иметь одинаковую амплитуду.
 4. Волны должны иметь одинаковые амплитуды и одинаковые частоты.
14. Укажите общее условие усиления света при интерференции (Δ – оптическая разность хода).
1. $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$
 2. $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$
 3. $\Delta = 0$
15. Укажите общее условие ослабления света при интерференции (Δ – оптическая разность хода).
1. $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$
 2. $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$
 3. $\Delta = 0$
16. Интерференционная картина от лампочек освещения в комнате не наблюдается, потому что ...
- 1) свет от лампочек немонохроматичен.
 - 2) лампочки питаются от сети переменного тока.
 - 3) свет от лампочек слишком ярок.
 - 4) световые волны от лампочек некогерентны.

17. Свет с длиной волны λ от двух синфазных когерентных источников S_1 и S_2 достигает экрана Э. На экране (рис. 17) наблюдается интерференционная картина. Темные полосы в точках А и В возникают потому, что ...

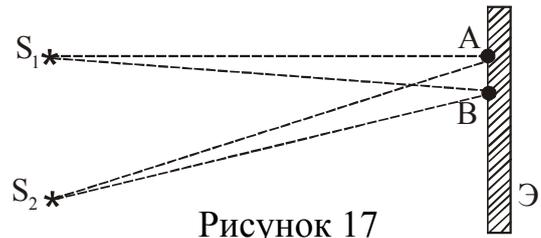


Рисунок 17

1) $S_2B = (2k + 1)\lambda/2$,

$$S_2A = (2m + 1)\lambda/2,$$

где k и m – целые числа

2) $S_2B - S_1B = (2k + 1)\lambda/2$,

$$S_2A - S_1A = (2m + 1)\lambda/2,$$

где k и m – целые числа

3) $S_2B = 2k\lambda/2$, $S_1A = 2m\lambda/2$, где k и m – целые числа

4) $S_2B - S_1B = 2k\lambda/2$, $S_2A - S_1A = 2m\lambda/2$, где k и m – целые числа

18. Две плоские электромагнитные волны с длиной волны 400 нм и с одинаковой амплитудой полностью гасят друг друга при интерференции. Разность фаз колебаний вектора напряженности электрического поля этих волн в данной точке равна ...

1) $\pi/2$

2) π

3) 2π

4) $3\pi/2$

19. При отражении от тонкой пленки (рис. 19) интерферируют световые пучки

1) 1 и 2

2) 2 и 3

3) 3 и 4

4) 4 и 5

20. При отражении света от оптически более плотной среды фаза колебаний светового вектора...

1) не изменяется.

2) изменяется на π .

3) изменяется на $\pi/2$.

4) изменяется на 2π .

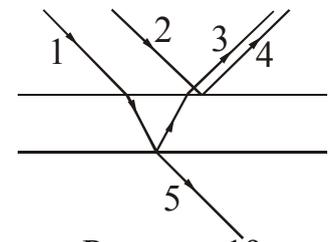


Рисунок 19

21. Просветление оптики заключается ...

1) в применении светофильтров.

2) в увеличении входного отверстия оптической системы.

3) в уменьшении отражения света от поверхности оптического стекла.

4) в интерференции света на поверхности оптического стекла.

5) в повышении прозрачности оптического стекла.

22. В основе просветления оптики лежит ...

1) явление преломления света.

2) явление отражения света.

3) явление интерференции света в тонких пленках.

4) явление дифракции света.

23. При освещении солнечным светом бензиновой пленки на поверхности воды видны радужные пятна. Они возникают вследствие...

1) дисперсии света.

2) интерференции света.

3) дифракции света.

4) поглощения света.

24. Дифракцией света называется ...
- 1) совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики.
 - 2) преломление светового луча при прохождении через призму.
 - 3) наложение преломленных лучей.
25. Явление дифракции света заключается ...
- 1) в усилении света при наложении световых волн.
 - 2) в разложении света при прохождении через стеклянную призму.
 - 3) в преломлении луча света при прохождении прозрачной пластинки.
 - 4) в огибании светом препятствия и попадания в область геометрической тени.
26. Свет огибает препятствие и попадает в область геометрической тени, если размеры препятствия ...
- 1) много больше длины волны.
 - 2) много меньше длины волны.
 - 3) соизмеримы с длиной волны.
27. В трех опытах на пути светового пучка ставились экраны с малым отверстием, тонкой нитью, пересекающей центр широкого отверстия, и широкой щелью. Явление дифракции происходит ...
- 1) только в опыте с малым отверстием в экране.
 - 2) только в опыте с тонкой нитью.
 - 3) только в опыте с широкой щелью в экране.
 - 4) во всех трех опытах.
28. Дифракционная решетка представляет собой ...
- 1) совокупность большого числа одинаковых щелей, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние, сравнимое с длиной волны света.
 - 2) оптический прибор, с помощью которого можно разложить свет на спектр.
 - 3) совокупность препятствий, размеры которых больше длины волны.
29. Укажите условие, которое определяет положение главных дифракционных максимумов интенсивности, получаемых с помощью дифракционной решетки.
1. $d \sin \varphi = m\lambda$
 2. $2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m\lambda$
 3. $2d \sin \theta = m\lambda$
30. При увеличении длины волны падающего света расстояния между соседними максимумами дифракционной картины ...
- 1) увеличиваются.
 - 2) уменьшаются.
 - 3) не изменяются.
 - 4) увеличиваются для максимумов с малыми номерами и уменьшаются для максимумов с малыми номерами.
 - 5) уменьшаются для максимумов, близких к главному, и увеличиваются для дальних максимумов.

31. На рис. 31 показана установка для измерения длины световой волны с помощью дифракционной решетки. Расстояние от решетки до линейки – L , период решетки – d . На решетку падает луч от лазера перпендикулярно плоскости решетки, при этом на линейке на расстояниях x от центрального максимума возникают яркие пятна. Длина волны света, излучаемого лазером, равна ...

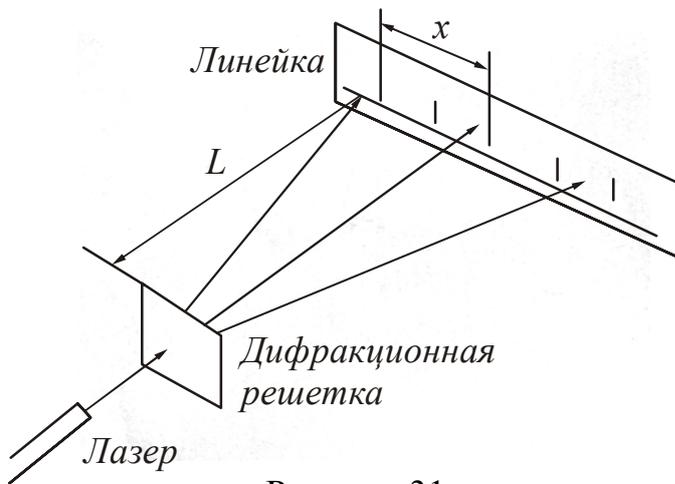


Рисунок 31

при этом на линейке на расстояниях x от центрального максимума возникают яркие пятна. Длина волны света, излучаемого лазером, равна ...

- 1) xd/L
- 2) Ld/x
- 3) xL/d
- 4) x/Ld

32. Лучи от двух лазеров с длинами волн λ и $1,5\lambda$ поочередно направляются перпендикулярно плоскости дифракционной решетки с периодом 20λ . Расстояние между нулевым и первым дифракционными максимумами на удаленном экране ...

- 1) в обоих случаях одинаково.
- 2) во втором случае в 1,5 раза больше.
- 3) во втором случае в 1,5 раза меньше.
- 4) во втором случае в 3 раза меньше.

33. Лазерный луч с длиной волны λ_1 падает перпендикулярно на дифракционную решетку. На линии ABC экрана (рис. 33) наблюдается серия ярких пятен. Какие изменения произойдут в расположении пятен на экране при замене этого лазерного луча, на лазерный луч с длиной волны $\lambda_2 > \lambda_1$?

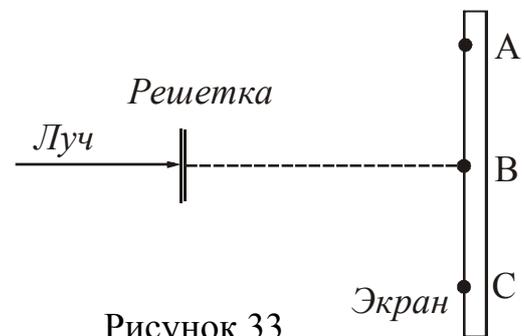


Рисунок 33

- 1) Расположение пятен не изменится.
 - 2) Пятно в точке В не сместится, остальные раздвинутся от него.
 - 3) Пятно в точке В не сместится, остальные сдвинутся к нему.
 - 4) Пятно в точке В исчезнет, остальные раздвинутся от точки В.
34. Лазерный луч красного цвета падает перпендикулярно на дифракционную решетку (50 штрихов на 1 мм). На линии ABC экрана (рис. 33) наблюдается серия красных пятен. Какие изменения произойдут на экране при замене этой решетки на решетку со 100 штрихами на 1 мм?
- 1) Картина не изменится.
 - 2) Пятно в точке В не сместится, остальные раздвинутся от него.
 - 3) Пятно в точке В не сместится, остальные сдвинутся к нему.
 - 4) Пятно в точке В исчезнет, остальные раздвинутся от точки В.

35. Пространственная решетка кристалла используется в качестве дифракционной решетки для ..
- 1) лучей видимого света
 - 2) инфракрасных лучей
 - 3) ультрафиолетовых лучей
 - 4) рентгеновских лучей.
36. Поляризованным называется свет, в котором...
- 1) направления колебаний светового вектора упорядочены каким-либо образом.
 - 2) колебания различных направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга.
 - 3) колебания светового вектора происходят перпендикулярно лучу.
 - 4) происходит вращение светового вектора вокруг луча.
37. Укажите свойство световой волны, с которым связано явление поляризации света.
1. Явление поляризации обусловлено электромагнитной природой световой волны.
 2. Явление поляризации связано с тем, что в плоской монохроматической волне векторы \vec{E} и \vec{H} изменяются по гармоническому закону.
 3. Явление поляризации обусловлено тем, что в световых явлениях основную роль играет вектор напряженности электрического поля.
 4. Явление поляризации связано с поперечным характером световой волны.
38. Явление двойного лучепреломления обусловлено ...
- 1) анизотропией кристаллов.
 - 2) преломлением света в веществе.
 - 3) дифракцией света в кристаллах.
 - 4) интерференцией света при прохождении тонкой окисной пленки на поверхности вещества.
39. Оптической осью кристалла называется ...
- 1) любая прямая, перпендикулярная граням кристалла.
 - 2) линия, вдоль которой распространяется свет в кристалле.
 - 3) направление, в котором в кристалле не происходит двойного лучепреломления.
 - 4) направление, вдоль которого колеблется вектор напряженности электрического поля волны, распространяющейся в кристалле.
40. На поляризационный прибор падает естественный (неполяризованный) свет. При прохождении света через поляризационный прибор ...
- 1) интенсивность света не изменится.
 - 2) интенсивность света немного уменьшится за счет поглощения.
 - 3) интенсивность света уменьшится в два раза даже без учета поглощения.
 - 4) интенсивность света будет изменяться в соответствии с законом Малюса.

41. Причиной поворота плоскости поляризации может быть ...

- 1) изменение концентрации раствора.
- 2) изменение спектрального состава света.
- 3) изменение прозрачности среды.
- 4) усиление интенсивности падающего света.

42. Укажите формулу, выражающую закон Малюса.

$$1. P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad 2. I = I_0 \cos^2 \varphi \quad 3. I = I_0 \cos \varphi \quad 4. \operatorname{tg} \vartheta_B = n_{21}$$

43. Укажите формулу, выражающую закон Брюстера.

$$1. P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad 2. I = I_0 \cos^2 \varphi \quad 3. I = I_0 \cos \varphi \quad 4. \operatorname{tg} \vartheta_B = n_{21}$$

44. Луч, отраженный от границы двух диэлектриков полностью поляризован. При этом угол между отраженным и преломленным лучами составляет ...

- 1) 60°
- 2) 90°
- 3) 30°
- 4) 45°

45. Может ли стеклянная пластинка служить поляризационным прибором?

1. Нет, т.к. стекло не обладает анизотропией.
2. Да, т.к. стекло поглощает мало света.
3. Да, т.к. стекло – диэлектрик, а при отражении от диэлектрика происходит поляризация света.
4. Нет, т.к. обычно толщина стеклянной пластины гораздо больше длины световой волны.

46. Явление дихроизма состоит в следующем ...

- 1) в некоторых кристаллах один из лучей (обыкновенный или необыкновенный) окрашивается.
- 2) в некоторых кристаллах один из лучей (обыкновенный или необыкновенный) поглощается сильнее другого.
- 3) в некоторых кристаллах для одного из лучей (обыкновенного или необыкновенного) нарушается закон преломления света.

47. Эффект Керра состоит в следующем ...

- 1) под воздействием электрического поля в жидкостях и в аморфных твердых телах возникает двойное лучепреломление.
- 2) под воздействием магнитного поля в жидкостях и в аморфных твердых телах возникает двойное лучепреломление.
- 3) при механических деформациях в аморфных твердых телах возникает двойное лучепреломление.
- 4) происходит вращение плоскости поляризации.

48. Укажите непосредственное назначение ячейки Керра.

1. Поляризация света.
2. Вращение плоскости поляризации.
3. Анализ упругих напряжений.
4. Анализ концентрации растворов.

49. Разложение белого света в спектр при прохождении через призму обусловлено ...
- 1) дифракцией света
 - 2) дисперсией света
 - 3) отражением света
 - 4) интерференцией света
50. Разложение пучка солнечного света в спектр при прохождении его через призму объясняется тем, что свет состоит из набора электромагнитных волн разной длины, которые, попадая в призму, ...
- 1) движутся с разной скоростью.
 - 2) имеют одинаковую частоту.
 - 3) поглощаются в разной степени.
 - 4) имеют одинаковую длину волны.

ТЕСТ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ ЗНАНИЙ ПО ТЕМЕ «КВАНТОВАЯ ОПТИКА»

Инструкция. Данный тест предназначен для проверки знаний по теме “*Квантовая оптика*”. Ответьте на вопросы. Подсчитайте количество правильных ответов, используя таблицу кодов. Если Вы дали

- 1) 40-45 правильных ответов – уровень усвоения материала темы высокий.
 - 2) 30-40 правильных ответов – уровень усвоения материала темы средний.
 - 3) 20-30 правильных ответов – уровень усвоения материала темы низкий.
 - 4) меньше 20 правильных ответов – Вы не усвоили учебный материал.
- Прочитайте конспект еще раз.

1. Тепловым излучением называется ...
 - 1) электромагнитное излучение, испускаемое веществом и возникающее за счет его внутренней энергии.
 - 2) теплообмен между поверхностью тела и окружающей средой.
 - 3) процесс переноса тепла от одной среды к другой.
 - 4) распространение тепла от более нагретых элементов тела к менее нагретым.
2. Укажите основную особенность теплового излучения по сравнению с другими видами излучения.
 1. Его интенсивность не зависит от температуры излучающего тела.
 2. Оно может находиться в равновесии с излучающими телами.
 3. Оно является когерентным.
 4. Оно присуще только абсолютно черным телам.
3. Тепловым излучением является излучение ...
 - 1) лампы дневного (люминесцентного) света.
 - 2) лампы накаливания.
 - 3) инфракрасного лазера.
 - 4) экрана телевизора.
4. Тепловое излучение на шкале электромагнитных волн может лежать ...
 - 1) во всех областях спектра.
 - 2) в области радио- и инфракрасного излучения.
 - 3) в области видимого излучения.
 - 4) в области инфракрасного и видимого излучения.

5. Полная мощность теплового излучения тела зависит от ...
- 1) частоты этого излучения.
 - 2) интенсивности излучения.
 - 3) температуры тела.
 - 4) материала, из которого изготовлено тело
6. Излучательностью (энергетической светимостью) тела называется ...
- 1) количество энергии, излучаемой всей поверхностью тела в единицу времени.
 - 2) количество энергии, излучаемой всей поверхностью тела.
 - 3) количество энергии, излучаемой телом в единичном спектральном интервале с единицы площади в единицу времени.
 - 4) количество энергии, излучаемой телом с единицы площади в единицу времени.
7. Были измерены спектры теплового излучения при трех различных температурах ($T_3 > T_2 > T_1$). Укажите, какой из графиков зависимости мощности излучения P от частоты ν на рис. 7 соответствует результатам наблюдения.

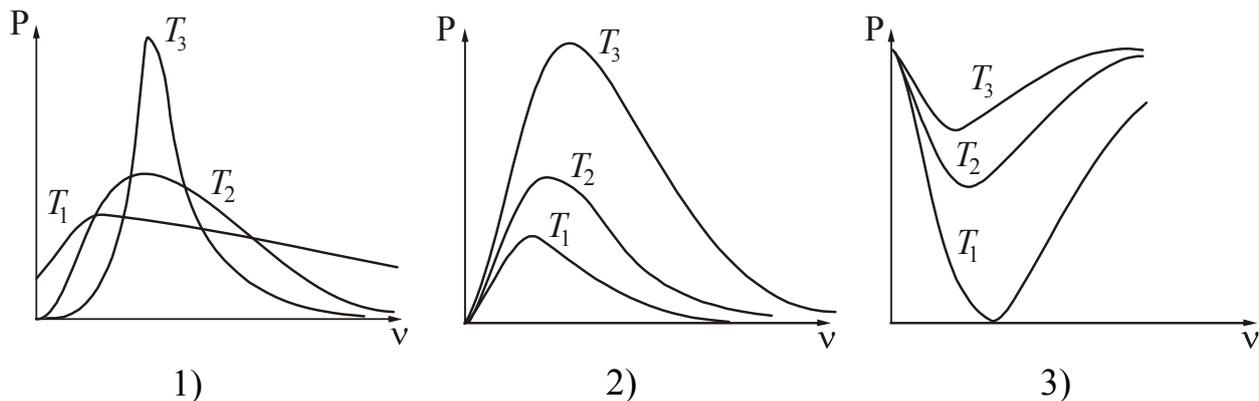


Рисунок 7

8. Формула $R_3 = \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda$, где $r_{\lambda, T}$ – испускательная способность, выражает ...
- 1) полную энергию, излучаемую телом.
 - 2) излучательность (энергетическую светимость) тела.
 - 3) поглощательную способность тела.
9. Испускательной способностью (спектральной плотностью энергетической светимости) тела, называется ...
- 1) количество энергии, излучаемой всей поверхностью тела в единицу времени.
 - 2) количество энергии, излучаемой всей поверхностью тела в единичном спектральном интервале в единицу времени.
 - 3) количество энергии, излучаемой телом в единичном спектральном интервале с единицы площади в единицу времени.
 - 4) количество энергии, излучаемой телом с единицы площади в единицу времени.

10. Поглощательной способностью (коэффициентом монохроматического поглощения) называется ...

- 1) энергия, поглощаемая телом за единицу времени.
- 2) отношение поглощенной энергии к падающей.
- 3) отношение поглощенной энергии к излученной.
- 4) температура, при которой происходит излучение.

11. Укажите формулу, выражающую закон Кирхгофа для теплового излучения.

$$1. \lambda_m = \frac{b}{T} \quad 2. R_3 = \sigma T^4 \quad 3. \frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} = f(\lambda, T) \quad 4. r_{\lambda,T,S}^{\max} = cT^5$$

12. Укажите формулировку закона Кирхгофа для теплового излучения.

1. Длина волны, на которую приходится максимальное значение испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости) абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре.
2. Излучательность (энергетическая светимость) абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры.
3. Поглощательная способность абсолютно черного тела равна единице.
4. Отношение испускательной способности к поглощательной способности не зависит от природы тел, а является для всех тел одной и той же универсальной функцией длины волны и температуры.
5. Максимальное значение испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости) абсолютно черного тела пропорционально пятой степени его абсолютной температуры.

13. Укажите формулу закона Стефана – Больцмана для теплового излучения.

$$1. \lambda_m = \frac{b}{T} \quad 2. R_3 = \sigma T^4 \quad 3. \frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} = f(\lambda, T) \quad 4. r_{\lambda,T,S}^{\max} = cT^5$$

14. Укажите формулировку закона Стефана – Больцмана для теплового излучения.

1. Длина волны, на которую приходится максимальное значение испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости) абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре.
2. Излучательность (энергетическая светимость) абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры.
3. Поглощательная способность абсолютно черного тела равна единице.
4. Отношение испускательной способности к поглощательной способности не зависит от природы тел, а является для всех тел одной и той же универсальной функцией длины волны и температуры.
5. Максимальное значение испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости) абсолютно черного тела пропорционально пятой степени его абсолютной температуры.

15. Укажите формулу закона смещения Вина для теплового излучения.

$$1. \lambda_m = \frac{b}{T} \quad 2. R_\lambda = \sigma T^4 \quad 3. \frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T) \quad 4. r_{\lambda,T,S}^{\max} = cT^5$$

16. Укажите формулировку закона смещения Вина для теплового излучения.

1. Длина волны, на которую приходится максимальное значение испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости) абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре.
2. Излучательность (энергетическая светимость) абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры.
3. Поглощательная способность абсолютно черного тела равна единице.
4. Отношение испускательной способности к поглощательной способности не зависит от природы тел, а является для всех тел одной и той же универсальной функцией длины волны и температуры.
5. Максимальное значение испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости) абсолютно черного тела пропорционально пятой степени его абсолютной температуры.

17. Укажите формулу второго закона Вина для теплового излучения.

$$1. \lambda_m = \frac{b}{T} \quad 2. R_\lambda = \sigma T^4 \quad 3. \frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T) \quad 4. r_{\lambda,T,S}^{\max} = cT^5$$

18. Укажите формулировку второго закона Вина для теплового излучения.

1. Длина волны, на которую приходится максимальное значение испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости) абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре.
2. Излучательность (энергетическая светимость) абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры.
3. Поглощательная способность абсолютно черного тела равна единице.
4. Отношение испускательной способности к поглощательной способности не зависит от природы тел, а является для всех тел одной и той же универсальной функцией длины волны и температуры.
5. Максимальное значение испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости) абсолютно черного тела пропорционально.

19. Укажите условие, которое справедливо только для абсолютно черного тела.

1. Коэффициент отражения равен 1.
2. Излучательность для всех частот равна 1.
3. Отношение испускательной способности к поглощательной способности постоянно для всех температур и частот.
4. Коэффициент монохроматического поглощения для всех частот и температур равен 1.

20. Укажите утверждение, являющееся гипотезой Планка для теплового излучения.
1. Тепловое излучение имеет электромагнитную природу.
 2. Излучательность тел зависит от температуры.
 3. Тепловое излучение происходит в виде отдельных порций энергии (квантов).
 4. Сумма поглотительной и отражательной способностей равна 1.
21. Укажите выражение, определяющее импульс фотона с частотой ν .
- 1) $h\nu c^2$
 - 2) $h\nu c$
 - 3) $h\nu$
 - 4) $\frac{h\nu}{c}$
 - 5) $\frac{h\nu}{c^2}$
22. Укажите выражение, определяющее энергию фотона с частотой ν .
- 1) $h\nu c^2$
 - 2) $h\nu c$
 - 3) $h\nu$
 - 4) $\frac{h\nu}{c}$
 - 5) $\frac{h\nu}{c^2}$
23. Укажите выражение, определяющее массу фотона с частотой ν .
- 1) $h\nu c^2$
 - 2) $h\nu c$
 - 3) $h\nu$
 - 4) $\frac{h\nu}{c}$
 - 5) $\frac{h\nu}{c^2}$
24. Дано четыре вида излучения: γ -излучение, видимый свет Солнца, излучение нагретого утюга, излучение линии электропередачи. Укажите, какие из них можно представить как поток квантов.
1. Все перечисленные.
 2. Все, кроме излучения линии электропередачи.
 3. Видимый свет и γ -излучение.
 4. Только γ -излучение.
25. Свет с частотой $4 \cdot 10^{15}$ Гц состоит из фотонов с электрическим зарядом, равным ...
- 1) $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл
 - 2) $6,4 \cdot 10^{-19}$ Кл
 - 3) 0
 - 4) $6,4 \cdot 10^{-4}$ Кл
26. Внешним фотоэлектрическим эффектом называется ...
- 1) испускание электронов нагретыми телами.
 - 2) испускание электронов телами при бомбардировке их быстрыми частицами.
 - 3) испускание электронов телами под действием сильного электростатического поля.
 - 4) испускание электронов с поверхности вещества под действием света.
 - 5) изменение энергии электронов при взаимодействии с фотонами.
27. Укажите свойства электромагнитного излучения, которые проявляются в фотоэффекте.
1. Рентгеновские.
 2. Волновые.
 3. Корпускулярные.
 4. Классические.
28. Укажите формулу Эйнштейна для фотоэлектрического эффекта.
1. $\varepsilon = \frac{hc}{\lambda}$
 2. $\lambda = \frac{h}{m\nu}$
 3. $h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}$
 4. $\frac{m\nu_{\max}^2}{2} = eU_3$

29. Укажите, какие величины будут изменяться при фотоэффекте, если фотоэффект достигается монохроматическим светом различной частоты.
1. Работа выхода электрона.
 2. Скорость электрона.
 3. Кинетическая энергия электрона.
 4. Сила фототока.
 5. Количество вылетевших электронов.
30. Укажите правильное утверждение. Максимальная кинетическая энергия выбитых с поверхности металла электронов ...
- 1) пропорциональна частоте падающего света.
 - 2) пропорциональна интенсивности падающего света.
 - 3) обратно пропорциональна интенсивности падающего света.
 - 4) обратно пропорциональна частоте падающего света.
31. Металлическую пластину освещали монохроматическим светом одинаковой интенсивности: сначала красным, потом зеленым, затем синим. Максимальная кинетическая энергия вылетающих фотоэлектронов была наибольшей ...
- 1) при освещении красным светом.
 - 2) при освещении зеленым светом.
 - 3) при освещении синим светом.
32. Укажите, какой из приведенных на рис. 32 графиков соответствует графику зависимости максимальной кинетической энергии электронов, вылетевших из пластины в результате фотоэффекта, от интенсивности I падающего света с постоянной длиной волны.

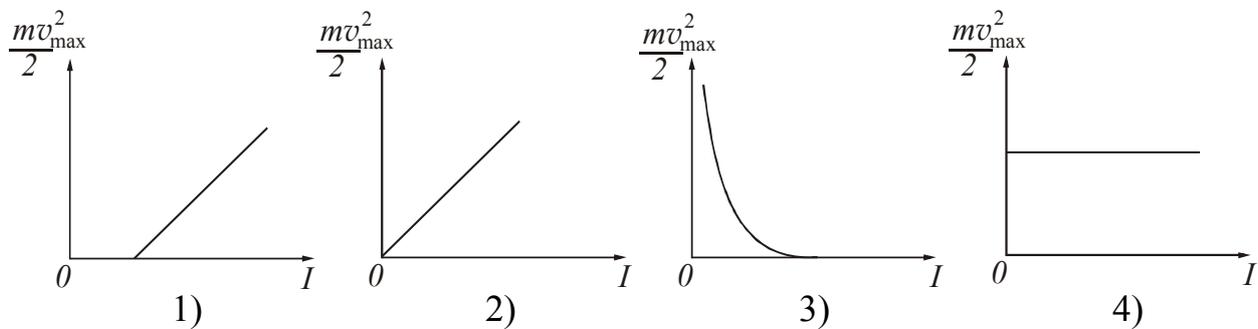


Рисунок 32

33. Скорость электронов при фотоэффекте зависит от ...
- 1) от температуры
 - 2) от работы выхода
 - 3) от интенсивности света
 - 4) от частоты светового кванта.
34. Укажите, как зависит скорость фотоэлектронов от длины волны света, падающего на фотокатод.
1. Убывает пропорционально $\sqrt{\lambda}$.
 2. Убывает пропорционально λ .
 3. Возрастает пропорционально λ .
 4. Возрастает пропорционально $\sqrt{\lambda}$.

35. Укажите, как зависит величина фототока насыщения от интенсивности облучающего монохроматического света.
1. Уменьшается пропорционально интенсивности.
 2. Возрастает пропорционально интенсивности.
 3. Возрастает пропорционально квадрату интенсивности.
 4. Убывает пропорционально квадрату интенсивности.
36. Интенсивность света, падающего на катод, при неизменной длине волны уменьшилась в 10 раз. При этом уменьшилась (-ось) ...
- 1) скорость фотоэлектронов.
 - 2) энергия фотоэлектронов.
 - 3) число фотоэлектронов.
 - 4) масса фотоэлектрона.
37. Красной границей фотоэффекта называется ...
- 1) наименьшая длина световой волны, при которой возможен фотоэффект.
 - 2) наибольшая длина световой волны, при которой возможен фотоэффект.
 - 3) наименьшая частота света, при которой возможен фотоэффект.
 - 4) наибольшая частота света, при которой возможен фотоэффект.
38. Значение «красной границы» фотоэффекта зависит от ...
- 1) постоянной Планка.
 - 2) формы освещаемого тела.
 - 3) интенсивности излучения.
 - 4) материала освещаемого тела.
39. Работа выхода электрона при фотоэффекте зависит от ...
- 1) от частоты светового кванта.
 - 2) от интенсивности света.
 - 3) от длины волны света, вызывающего фотоэффект.
 - 4) от температуры.
 - 5) от свойств металла (материала), дающего фотоэффект.
40. Энергия фотонов, падающих на фотокатод, в 4 раза больше работы выхода материала фотокатода. Отношение максимальной кинетической энергии фотоэлектронов к работе выхода равно ...
- 1) 1 2) 2 3) 3 4) 4
41. Укажите возможные способы применения фотоэлементов.
1. Усиление тока.
 2. Измерение освещенности.
 3. Увеличение скорости электронов.
 4. Преобразование световой энергии в электрическую.

42. Укажите, в каком случае давление света больше: когда он падает на зеркальную поверхность или на черную.
1. На зеркальную.
 2. На черную.
 3. Давление света не зависит от типа поверхности.
43. Эффект Комптона заключается ...
- 1) в изменении частоты излучения под действием магнитного поля.
 - 2) во вращении плоскости поляризации под действием магнитного поля.
 - 3) в дифракции рентгеновских лучей.
 - 4) в изменении длины волны рентгеновских лучей при рассеянии их электронами.
 - 5) в выбивании электронов световыми квантами.
44. Изменение длины волны в эффекте Комптона зависит от ...
- 1) длины рассеиваемых лучей.
 - 2) материала рассеивающего тела.
 - 3) энергии рассеиваемого излучения.
 - 4) угла рассеяния.
45. При эффекте Комптона выполняется ...
- 1) закон сохранения энергии.
 - 2) закон сохранения импульса.
 - 3) закон сохранения момента импульса.
 - 4) закон сохранения импульса и энергии.

КОДЫ ОТВЕТОВ К ТЕСТУ «Волновая оптика»

№ вопр.	Код ответа								
1	1	11	4	21	3	31	1	41	1
2	3	12	4	22	3	32	2	42	2
3	1	13	2	23	2	33	2	43	4
4	3	14	2	24	1	34	2	44	2
5	3	15	1	25	4	35	4	45	3
6	4	16	4	26	3	36	1	46	2
7	1,3	17	2	27	1	37	4	47	1
8	1,3,4	18	2	28	1,2	38	1	48	2
9	4,5	19	3	29	1	39	3	49	2
10	4	20	2	30	1	40	3	50	1

КОДЫ ОТВЕТОВ К ТЕСТУ «Квантовая оптика»

№ вопр.	Код ответа								
1	1	10	2	19	4	28	3	37	2,3
2	2	11	3	20	3	29	2,3	38	4
3	2,3	12	4	21	4	30	1	39	5
4	4	13	2	22	3	31	3	40	3
5	3	14	2	23	5	32	4	41	2,4
6	4	15	1	24	3	33	4	42	1
7	2	16	1	25	3	34	1	43	4
8	2	17	4	26	4	35	2	44	4
9	2	18	5	27	3	36	3	45	4

ЧАСТЬ 3. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Глава 6. Элементы квантовой механики

Квантовая механика – это физическая теория явлений и процессов микромира. Под микромиром понимают совокупность объектов, линейные размеры которых порядка $10^{-8} - 10^{-15}$ м. Возникла квантовая механика в связи с развитием экспериментальных исследований по изучению свойств теплового излучения, фотоэффекта, закономерностей атомных спектров.

Квантовая механика устанавливает способ описания и законы движения микрочастиц (атомов, молекул, атомных ядер, элементарных частиц) и их систем (например, кристаллов), а также связь величин, характеризующих частицы и системы, с физическими величинами, непосредственно измеряемыми на опыте.

Законы квантовой механики позволили выяснить строение атомов, объяснить периодическую систему элементов, понять строение атомных ядер, изучить свойства элементарных частиц, понять свойства металлов и полупроводников.

Ряд крупнейших технических достижений двадцатого века основан на законах квантовой механики. Они лежат в основе работы ядерных реакторов, обуславливают возможность осуществления в земных условиях термоядерных реакций, проявляются в ряде явлений в металлах и полупроводниках.

Законы квантовой механики используются при поиске и создании новых материалов: магнитных, полупроводниковых, сверхпроводящих.

Таким образом, квантовая механика стала «инженерной» наукой, знание которой необходимо не только физикам-исследователям, но и инженерам.

§33 Гипотеза де Бройля

Свойства частиц, из которых построены атомные системы, коренным образом отличаются от свойств макроскопических тел. Законы классической механики и классической электродинамики оказались непригодными для описания поведения микрочастиц. Необходимо было пересмотреть представление об электроны в виде механической частицы, характеризуемой определенными координатами и определенной скоростью.

В процессе изучения природы света выяснилось, что в оптических явлениях наблюдается корпускулярно-волновой дуализм. Интерференция, дифракция и поляризация говорят о волновой природе света, а фотоэффект и эффект Комптона – о корпускулярной.

В 1924 году Луи де Бройль* выдвинул гипотезу о том, что **корпускулярно-волновая двойственность свойств имеет универсальный характер, т.е. частицы вещества наряду с корпускулярными свойствами имеют также и волновые**. Согласно гипотезе де Бройля, движение электрона или какой-либо другой частицы связано с волновым процессом, длина волны которого равна

*Де Бройль Луи (1892–1987), французский физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии 1929 г.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (33.1)$$

где h – постоянная Планка, $p = mv$ – импульс частицы.

Если гипотеза справедлива, то должна наблюдаться дифракция микрочастиц.

В 1927 году Дэвиссон* и Джермер* изучали рассеяние электронов на монокристалле никеля. Схема установки представлена на рис. 33.1. В электронной пушке A создавался поток электронов, который направлялся на кристалл никеля B . Скорость электронов определялась ускоряющим напряжением, созданным внутри пушки. Никелевую мишень можно было вращать вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка. Приемник электронов C вращался вокруг той же оси и регистрировал электроны, рассеянные мишенью по всем направлениям. Если бы электроны вели себя как классические частицы, то они должны были бы отражаться от мишени в соответствии с законами геометрической оптики. Но оказалось, что интенсивность рассеянных электронов различна по разным направлениям – имеются максимумы и минимумы числа электронов, рассеянных под разными углами, то есть наблюдалась дифракция.

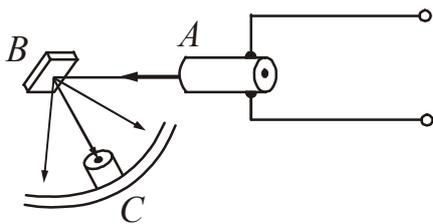


Рисунок 33.1

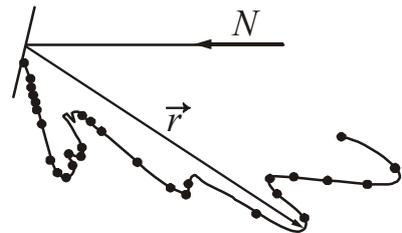


Рисунок 33.2

На рис. 33.2 дана диаграмма рассеяния по направлениям числа электронов, рассеянных мишенью B относительно падающего пучка электронов N . Длина радиус-вектора \vec{r} , проведенного из центра мишени, пропорциональна числу электронов, рассеянных в данном направлении. Видно, что существуют максимумы и минимумы числа электронов, рассеянных под разными углами. Результаты опытов Дэвиссона и Джермера можно объяснить, используя идею де Бройля о волновых свойствах частиц. Зная ускоряющую разность потенциалов $U_{\text{уск}}$, можно рассчитать скорость электронов:

$$v = \sqrt{\frac{2eU_{\text{уск}}}{m}},$$

где e – заряд электрона, m – масса электрона.

Затем по формуле (33.1) можно найти соответствующую длину волны де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2emU_{\text{уск}}}}.$$

*Дэвиссон Клинтон Джозеф (1881–1958), американский физик, лауреат Нобелевской премии 1937 г. Джермер Люстер Халберт (1896–1971), американский физик.

Если пучок электронов обладает волновыми свойствами, то он должен отражаться от кристалла никеля так же, как и рентгеновское излучение (см. §20, п. 20.2), т.е. должно выполняться условие Вульфа – Брэгга:

$$2d \sin \theta = m\lambda,$$

где d – межплоскостное расстояние, известное из рентгенографических исследований. Подстановка реальных данных (значений d, θ) дала значение длины волны, совпадающее с длиной волны де Бройля.

Волновые свойства электронов также были обнаружены в опытах П.С. Тартаковского* и Дж. П. Томсона*. Была получена дифракционная картина электронного пучка, проходящего через тонкую (толщиной порядка 10^{-7} м) металлическую фольгу. Опыт осуществлялся следующим образом (рис. 33.3). Пучок электронов, ускоренных разностью потенциалов порядка нескольких десятков киловольт, проходил через фольгу и попадал на фотопластинку. Электрон при ударе о фотопластинку оказывает на нее такое же действие, как и фотон. Полученная таким образом электронограмма золота представлена на рис. 33.4.

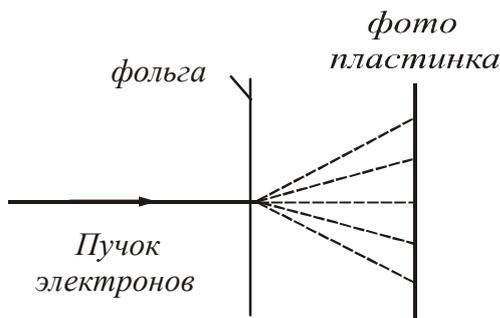


Рисунок 33.3

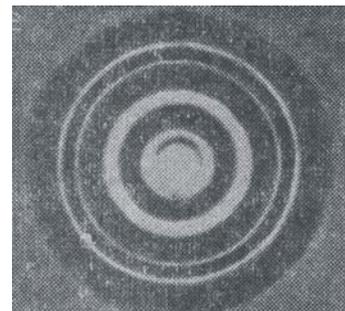


Рисунок 33.4

Пользуясь подобными фотографиями, Томсон проверил формулу де Бройля и определил по формуле Вульфа – Брэгга период кристаллической решетки металла, через который проходили электроны. Результаты совпали с известными ранее данными рентгеноструктурного анализа.

Таким образом, идея де Бройля о волновых свойствах частиц получила экспериментальное подтверждение.

§34 Вероятностный смысл волн де Бройля. Волновая функция

Волны де Бройля, связанные с движущимися частицами вещества, не являются электромагнитными, то есть их распространение не связано с распространением какого-либо электромагнитного поля. Они имеют специфическую квантовую природу, не имеющую аналогии среди волн, изучающихся в классической физике.

*Тартаковский Петр Саввович (1895–1940), российский физик.

*Томсон Джордж Паджет (1892–1975), английский физик, лауреат Нобелевской премии 1937 г.

Вопрос о природе волн можно сформулировать как вопрос о физическом смысле амплитуды этих волн. Вместо амплитуды A выберем интенсивность волны, пропорциональную квадрату модуля амплитуды $|A|^2$.

Из опытов по дифракции электронов следует, что пучки электронов, отраженных или рассеянных по разным направлениям, распределяются неодинаково: в некоторых направлениях наблюдается большее число электронов, чем во всех других. С волновой точки зрения наличие максимумов числа электронов в некоторых направлениях означает, что эти направления соответствуют наибольшей интенсивности волн де Бройля. Если интенсивность волны в данной точке пространства больше, то больше и вероятность попадания электронов в эту точку за 1 с. Это дает основание говорить о статистическом, вероятностном смысле волн де Бройля.

Квадрат модуля амплитуды волн де Бройля в данной точке является мерой вероятности того, что частица обнаруживается в этой точке.

Чтобы описать распределение вероятности нахождения частицы в данный момент времени в некоторой точке пространства, введем функцию $\psi(x, y, z, t)$. Эту функцию называют ***волновой*** или ***пси-функцией***. Интерпретация пси-функции была дана М. Борном* в 1926 году. Определяется она так.

Вероятность $d\omega$ того, что частица находится в элементе объема dV , пропорциональна квадрату модуля волновой функции $|\psi|^2$.

$$d\omega = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 dx dy dz . \quad (34.1)$$

Физический смысл имеет не сама волновая функция ψ , а квадрат ее модуля – $|\psi|^2$. Величина $|\psi|^2$ имеет смысл ***плотности вероятности***:

$$\rho_w = \frac{d\omega}{dV} = |\psi|^2 , \quad (34.2)$$

т.е. определяет вероятность пребывания частицы в данной точке пространства. С другой стороны, квадрат модуля волновой функции $|\psi|^2$ определяет интенсивность волн де Бройля. Это объясняет, почему волны де Бройля также называют «волнами вероятности».

Из определения волновой функции следует, что она должна удовлетворять ***условию нормировки вероятностей***:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 . \quad (34.3)$$

Это условие означает, что пребывание частицы где-либо в пространстве есть достоверное событие и его вероятность должна быть равна единице. Волновая функция ψ является основной характеристикой состояния микрочастиц.

*Борн Макс (1882–1970), английский физик, лауреат Нобелевской премии 1954 г.

С ее помощью могут быть вычислены средние значения физических величин, характеризующих микрочастицу, находящуюся в состоянии, которое описывается волновой функцией ψ .

§35 Соотношения неопределенности Гейзенберга

В классической механике в каждой точке траектории частица имеет определенные координаты x, y, z и определенный импульс \vec{p} с проекциями по осям p_x, p_y, p_z . Отличительной особенностью микрочастиц является наличие у них дуализма корпускулярных и волновых свойств. Волновые свойства микрочастиц вносят ограничения в возможность применять к таким частицам понятия координаты и импульса в их классическом смысле.

Из дифракционных опытов следует, что частицы не имеют траектории. Поэтому описывать их движение, задавая точное значение координаты и импульса в каждый момент времени, как это делается в классической механике, невозможно. Однако можно указать с некоторой степенью точности величину той области пространства, в которой частица с подавляюще большой вероятностью будет обнаружена, и интервал тех значений импульса, которым она при этом обладает.

Пусть $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ означают интервалы координат (неопределенность значений координаты), в которых может находиться частица, описываемая волной де Бройля, $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$ – интервалы (неопределенность значений проекции импульса), в которых заключены проекции ее импульса по осям координат. Неопределенности значений координаты и проекции импульса связаны соотношением:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (35.1)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка.

Аналогичные соотношения имеют место для y и p_y, z и p_z :

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (35.2)$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (35.3)$$

Соотношения (35.1), (35.2), (35.3) установлены В. Гейзенбергом* в 1927 году и называются **соотношениями неопределенности Гейзенберга**. Они являются математическим выражением одновременного наличия у микрочастиц волновых и корпускулярных свойств.

Пары величин, входящих в соотношения неопределенности Гейзенберга, называются канонически сопряженными. Утверждение о том, что **произведение**

*Гейзенберг Вернер Карл (1901–1976), немецкий физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии 1932 г.

неопределенности двух канонически сопряженных величин не может быть по порядку величины меньше постоянной Планка \hbar , называется принципом неопределенности Гейзенберга.

Из соотношения неопределенности вытекает следующее: *микрочастица не может иметь одновременно вполне определенные значения координаты x и проекции импульса p_x . Это значит, что чем точнее для микрочастицы определена одна из величин – координата x или проекция импульса p_x , – тем больше становится неточность в определении другой.*

Энергия и время также являются канонически сопряженными величинами. Для них справедливо соотношение неопределенности в виде:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (35.4)$$

Это соотношение означает, что *если частица некоторое время Δt находится в нестационарном состоянии, то энергия этого состояния может быть определена лишь с некоторой точностью до величины ΔE .*

Соотношение неопределенности указывает, в какой мере можно пользоваться понятиями классической механики, в частности, с какой степенью точности можно говорить о траекториях частиц. Подставив в (35.1) вместо p_x произведение mv_x , получим соотношение

$$\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \hbar/2m.$$

Из него следует, что чем больше масса частицы, тем меньше неопределенности ее координаты и скорости и, следовательно, с тем большей точностью применимо понятие траектории.

При определенных условиях движение микрочастицы может приближенно рассматриваться как движение по траектории. Примером является движение электрона в электронно-лучевой трубке (рис. 35.1). След электронного пучка на экране имеет радиус r порядка 10^{-3} см, длина трубки l порядка 10 см. Тогда $\Delta p_x / p_x \sim 10^{-4}$.

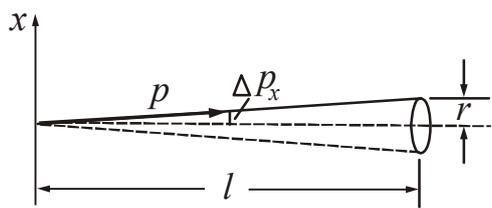


Рисунок 35.1

Импульс электрона связан с ускоряющим напряжением U соотношением

$$\frac{p^2}{2m} = eU.$$

Отсюда $p = \sqrt{2meU}$. При напряжении порядка $U \approx 10^4$ В энергия электрона равна 10^4 эВ. Оценим величину импульса:

$$p = \sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^4} \approx 5,4 \cdot 10^{-23} \text{ (кг} \cdot \text{м/с)}.$$

Следовательно, $\Delta p_x \approx 5,4 \cdot 10^{-23} \cdot 10^{-4} = 5 \cdot 10^{-27}$ (кг·м/с).

Согласно соотношению (35.1):

$$\Delta x = \frac{\hbar/2}{\Delta p_x} \approx \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{2 \cdot 5,4 \cdot 10^{-27}} \approx 10^{-8} \text{ (м)}.$$

Полученный результат указывает на то, что движение электрона в электронно-лучевой трубке практически неотличимо от движения по траектории.

Соотношение неопределенности является одним из фундаментальных положений квантовой механики. Оно позволяет объяснить тот факт, что электрон не падает на ядро атома, а также оценить размеры простейшего атома и минимальную возможную энергию электрона в таком атоме.

§36 Волновое уравнение Шрёдингера

В классической механике основными уравнениями, описывающими движение, являются законы Ньютона. Они позволяют для макроскопических тел решить основную задачу механики – по заданным силам, действующим на тело (или систему тел), и начальным условиям (начальным значениям координат и скорости) найти для любого момента времени координаты тела и его скорость.

Уравнение движения в квантовой механике должно быть таким, чтобы оно позволяло объяснить наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц. Состояние частицы в пространстве в данный момент времени задается волновой функцией $\psi(x, y, z, t)$, точнее величиной $|\psi|^2$ – плотностью вероятности нахождения частицы в точке с координатами x, y, z в момент времени t . Поэтому основное уравнение квантовой механики должно быть уравнением относительно функции $\psi(x, y, z, t)$. Это уравнение должно быть волновым, так как из него получают свое объяснение эксперименты по дифракции частиц.

Основное уравнение квантовой механики было получено в 1926 году Э. Шрёдингером*. Шрёдингер установил свое уравнение, исходя из оптико-механической аналогии. Эта аналогия заключается в сходстве уравнений, описывающих ход световых лучей, с уравнениями, определяющими траектории частиц в аналитической механике. Волновое уравнение Шрёдингера в квантовой механике играет ту же роль, что уравнение Ньютона в классической механике. Его можно было бы назвать уравнением движения квантовой частицы. **Задать закон движения частицы в квантовой механике** – это значит определить значение ψ -функции в каждый момент времени и в каждой точке пространства.

Подобно уравнениям Ньютона и Максвелла уравнение Шрёдингера явилось с одной стороны обобщением известных опытных данных, с другой стороны, было великим научным предвидением. Его следует рассматривать как исходное основное предположение, справедливость которого доказывается тем, что все вытекающие из него следствия самым точным образом согласуются с опытными фактами.

*Шрёдингер Эрвин (1887–1961), австрийский физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии 1933 г.

Мы будем рассматривать уравнение Шрёдингера только для случая, когда пси-функция не зависит от времени, т.е. $\psi = \psi(x, y, z)$. Уравнение Шрёдингера при этом называют уравнением для стационарных состояний. Оно записывается в следующем виде:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (36.1)$$

где Δ – оператор Лапласа;

$$\Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2};$$

m – масса частицы;

\hbar – постоянная Планка;

E – полная энергия частицы;

U – потенциальная энергия частицы.

Уравнение Шрёдингера позволяет найти пси-функцию данного состояния и, следовательно, определить вероятность нахождения частицы в разных точках пространства.

В соответствии со своим смыслом пси-функция должна быть однозначной, непрерывной и конечной. Кроме того, она должна иметь непрерывную и конечную производную. Перечисленные требования называются **стандартными условиями**. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнение вида (36.1) имеет решение, удовлетворяющее стандартным условиям, лишь при некоторых значениях параметра. В нашем случае этим параметром является полная энергия частицы E . Эти значения полной энергии называются **собственными значениями**. Решения, соответствующие собственным значениям E , называются **собственными функциями** задачи.

Совокупность собственных значений называется **спектром величины**. Если эта совокупность образует дискретную последовательность, то спектр называется **дискретным**. Если собственные значения образуют непрерывную последовательность, то спектр называют **непрерывным или сплошным**.

В случае дискретного спектра собственные значения энергии и собственные функции можно пронумеровать:

$$E_1, E_2, E_3, \dots, E_n \quad (36.2)$$

$$\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \dots, \Psi_n \quad (36.3)$$

О величинах, которые могут принимать только дискретные значения, говорят, что они **квантуются**. Таким образом, из основных положений квантовой механики вытекает квантование энергии.

Нахождение собственных значений и собственных функций является сложной математической задачей, поэтому дальше рассмотрим только некоторые частные случаи.

§37 Частица в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме

Потенциальной ямой называется область пространства, в которой потенциальная энергия U частицы меньше некоторого значения U_{\max} . Если $U_{\max} = \infty$, и максимальная энергия зависит только от координаты x : $U = U(x)$, то получим бесконечно глубокую одномерную потенциальную яму.

Пусть движение частицы ограничено непроницаемыми стенками: $x=0$, $x=l$ (l – ширина ямы). В этом случае потенциальная энергия частицы (рис. 37.1):

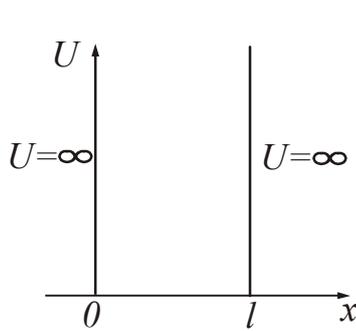


Рисунок 37.1

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & \text{если } x < 0 \\ 0, & \text{если } 0 \leq x \leq l \\ \infty, & \text{если } x > l \end{cases}$$

Пси-функция будет зависеть только от координаты x , поэтому уравнение Шрёдингера примет вид:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0, \quad (37.1)$$

так как потенциальная энергия внутри ямы $U=0$. Введем обозначение:

$$\frac{2m}{\hbar^2} E = \omega^2. \quad (37.2)$$

Уравнение (37.1) при этом переписывается следующим образом:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \omega^2 \psi = 0. \quad (37.3)$$

Из теории колебаний известно (см. §2, п. 2.2), что решение уравнения (37.3) имеет вид:

$$\psi(x) = A \sin(\omega x + \alpha). \quad (37.4)$$

Найдем параметры ω и α . Для этого используем граничные условия. За пределы потенциальной ямы частица попасть не может, поэтому вероятность обнаружить частицу, а, следовательно, и функция ψ за пределами ямы равны нулю. Из условия непрерывности следует, что ψ должна быть равна нулю и на границах ямы, т.е.

$$\psi(0) = \psi(l) = 0. \quad (37.5)$$

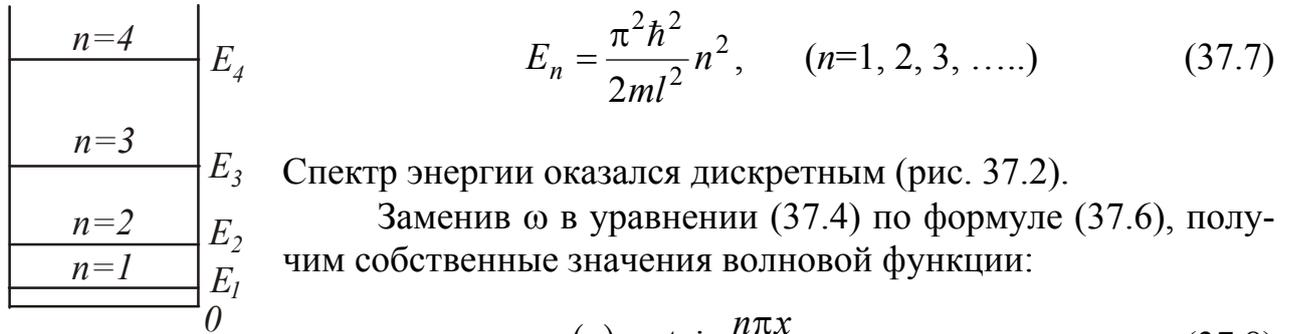
Тогда можно записать: $\psi(0) = A \sin \alpha = 0$. Так как $A \neq 0$, то отсюда следует, что $\alpha=0$ ($\sin 0=0$). Далее запишем, что $\psi(l) = A \sin \omega l = 0$.

При этом

$$\omega l = \pm n\pi, \quad (37.6)$$

где $n=1, 2, 3, \dots$ ($n=0$ отпадает, так как при этом получается, что $\psi \equiv 0$ Это означает, что частица нигде не находится).

Подставим (37.6) в уравнение (37.2) и найдем собственные значения энергии частицы:



Спектр энергии оказался дискретным (рис. 37.2).

Заменяя ω в уравнении (37.4) по формуле (37.6), получим собственные значения волновой функции:

$$\psi_n(x) = A \sin \frac{n\pi x}{l}. \quad (37.8)$$

Рисунок 37.2

Для нахождения коэффициента A используют условие нормировки (см. формулу (34.3)):

$$\int_0^l A^2 \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1. \quad (37.9)$$

Взяв интеграл, получим

$$A = \sqrt{\frac{2}{l}} \quad (37.10)$$

Тогда

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi x}{l} \quad (37.11)$$

Графики собственных функций изображены на рис. 37.3. На рис. 37.4 показана плотность вероятности обнаружения частицы в различных точках ямы, равная $|\psi|^2$. Из графиков следует, что в состоянии, например, с $n=2$ частица не может быть обнаружена в середине ямы и вместе с тем одинаково часто бывает как в левой, так и правой половине ямы. Такое поведение частицы несовместимо с представлением о траекториях, так согласно классическим представлениям все положения частицы в яме равновероятны.

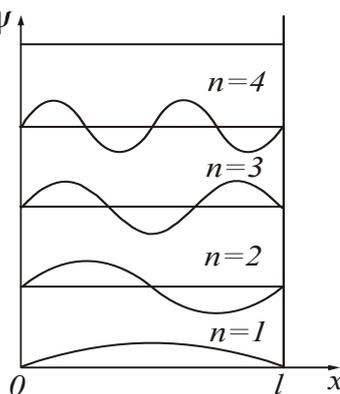


Рисунок 37.3

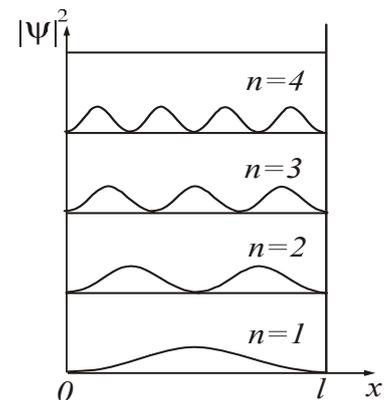


Рисунок 37.4

Модель частицы, находящейся в бесконечно глубокой потенциальной яме, применяют для объяснения электропроводности металлов и полупроводников.

Глава 7. Физика атомов и молекул

§38 Атом водорода и водородоподобные ионы

Атомом называется наименьшая частица вещества, обладающая всеми свойствами данного химического элемента. В состав атома входят положительно заряженное ядро и электроны, движущиеся в электрическом поле ядра. Заряд ядра по абсолютной величине равен суммарному заряду всех электронов атома. **Ионом** называется электрически заряженная частица, которая образуется при приобретении или потере электронов атомом или молекулой.

Простейшим атомом является атом водорода, состоящий из одного протона в ядре и одного электрона, движущегося в кулоновском электрическом поле ядра. **Водородоподобными** ионами являются ионы, имеющие ядро с зарядом Ze и один электрон. Например, ионы однократно ионизованного гелия – He^+ , двукратно ионизованного лития – Li^{++} , трехкратно ионизованного бериллия – Be^{+++} и т.д.

Единственный электрон водорода и водородоподобных ионов движется в кулоновском поле ядра и обладает потенциальной энергией

$$U(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r}. \quad (38.1)$$

где Z – порядковый номер элемента;

r – расстояние между ядром и электроном.

Уравнение Шредингера в этом случае примет вид:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0, \quad (38.2)$$

где E – полная энергия электрона в атоме.

Оператор Лапласа Δ при решении берут в сферических координатах. Мы не будем решать уравнение Шредингера, а только рассмотрим конечные результаты решения уравнения (38.2).

38.1 Квантовые числа

Из решения уравнения Шредингера для электрона в атоме вытекает, что волновая функция ψ зависит не только от пространственных координат, но и от целочисленных параметров n, l, m . Эти параметры называются **квантовыми числами**. Охарактеризуем каждое из них:

1. n – главное квантовое число. Принимает значения 1, 2, 3, ..., n . Соответствует номеру энергетического уровня.
2. l – орбитальное квантовое число. Принимает значения 0, 1, 2, 3, ..., $(n-1)$, то есть имеет n значений.

3. m – магнитное квантовое число. Принимает значения $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$, то есть имеет $(2l+1)$ значений.

Конкретный набор квантовых чисел определяет конкретный вид волновой функции и, следовательно, форму и размеры электронного облака. Значениями квантовых чисел определяются также основные динамические характеристики: энергия электрона в атоме, момент импульса, магнитный момент, проекции момента импульса и магнитного момента на направление внешнего магнитного поля.

38.2 Квантование энергии

Можно показать, что уравнение (38.2) имеет однозначные и непрерывные решения для электрона, связанного с ядром, при дискретных отрицательных значениях энергии. Эти значения энергии определяются соотношением:

$$E_n = -\frac{Rch}{n^2} Z^2, \quad (38.3)$$

где n – главное квантовое число, $n = 1, 2, 3, \dots$
 $R = 1,09 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга*;
 $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – скорость света;
 $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ – постоянная Планка.

Подставим значения постоянных в уравнение (38.3) и, выразив энергию в электрон-вольтах, сведем его к виду:

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} Z^2. \quad (38.4)$$

Набор дискретных значений энергии E_n образует энергетический спектр атома. Состояние с $n=1$ называется **основным**, состояния с $n>1$ называются **возбужденными**. В основном состоянии электрон может находиться сколь угодно долго. Важнейшим отличием возбужденных состояний является конечное время τ жизни электрона в этих состояниях: $\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$. В основном состоянии атом обладает минимальной энергией. Чтобы перевести атом из основного состояния в возбужденное (т.е. в состояние с большей энергией), ему необходимо сообщить энергию. Энергию можно сообщить одним из следующих способов:

- за счет теплового соударения (поэтому нагретые тела светятся – атомы излучают, возвращаясь из возбужденного состояния в основное состояние);
- за счет столкновения атома с достаточно быстрым электроном;
- за счет поглощения атомом фотона.

Фотон при поглощении его атомом исчезает, передавая атому всю свою энергию. Атом не может поглотить часть фотона, так как фотон является неделимым. Поглощаются только те фотоны, энергия которых соответствует

*Ридберг Иоганнес Роберт (1854–1919), шведский физик и математик.

разности энергий двух уровней.

Энергия возбуждения

$$E_{\text{в}} = E_n - E_1, \quad (38.5)$$

где E_1 – энергия электрона в основном состоянии;
 E_n – энергия электрона в возбужденном состоянии.

Величина

$$\varphi_{\text{в}} = \frac{E_{\text{в}}}{e} \quad (38.6)$$

называется **потенциалом возбуждения** (e – заряд электрона).

Энергия электрона в атоме – величина отрицательная, поэтому наибольшее значение энергии, которое может иметь электрон $E_{\text{max}}=0$. При этом n стремится к бесконечности ($n \rightarrow \infty$). Это соответствует ионизации атома, т.е. отрыву от него электрона. **Потенциал ионизации**

$$\varphi_i = \frac{E_i}{e}, \quad (38.7)$$

где $E_i = -E_1$ – энергия ионизации атома.

Среди оптических свойств атома важнейшим является его спектр излучения. Так как любая спектральная линия возникает при переходе с одного энергетического уровня на другой, то оптический спектр атома водорода и водородоподобных ионов является линейчатым. Длины волн спектральных линий описываются обобщенной формулой Бальмера*:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) Z^2, \quad (38.8)$$

где n_i – номер энергетического уровня, на который переходит электрон;
 n_k – номер энергетического уровня, с которого переходит электрон.

Спектральные линии принято группировать в спектральные серии. В каждую серию входят все линии с фиксированным n_i , т.е. относящиеся к переходу электрона (при излучении) на один и тот же нижний уровень с различных верхних.

На рис. 38.1 показана схема уровней энергии атома водорода и его спектральные серии.

Серию с $n_i = 1$ ($n_k = 2, 3, 4, \dots$) называют **серией Лаймана***. Линии находятся в области ультрафиолетового излучения.

Серия с $n_i = 2$ ($n_k = 3, 4, 5, \dots$) носит название **серии Бальмера**. Четыре первые линии этой серии лежат в видимой части спектра и обозначаются через $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta}$. Остальные линии серии Бальмера находятся в области ультрафиолетового излучения.

*Бальмер Иоганн Якоб (1825–1893), швейцарский физик и математик.

*Лайман Теодор (1874–1954), американский физик.

Серии с $n_i = 3$ ($n_k = 4, 5, 6, \dots$) – *серия Пашена*,
 $n_i = 4$ ($n_k = 5, 6, 7, \dots$) – *серия Бреккета*,
 $n_i = 5$ ($n_k = 6, 7, 8, \dots$) – *серия Пфунда*.

находятся в инфракрасной части спектра.

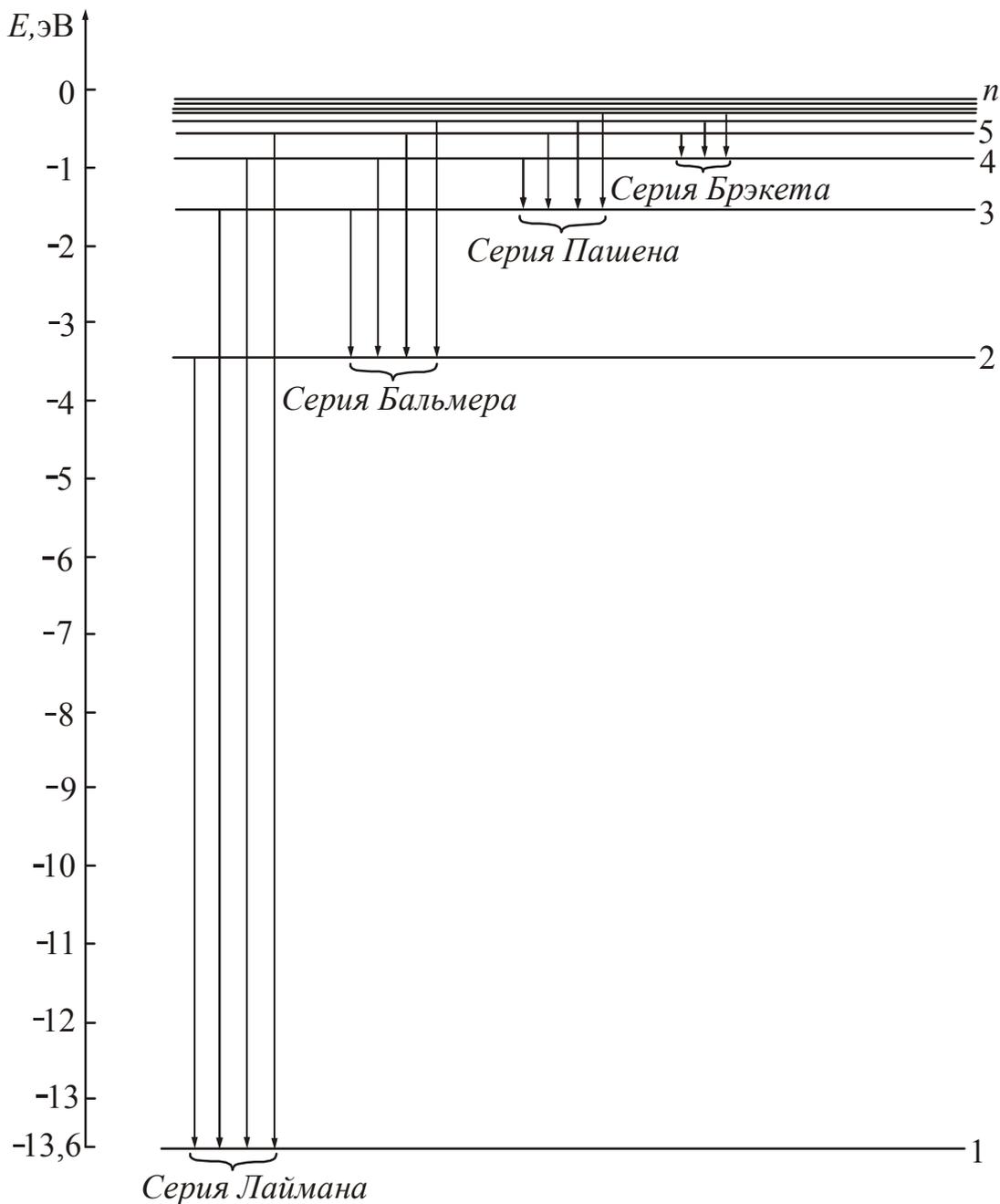


Рисунок 38.1

38.3 Квантование орбитального момента импульса и магнитного момента

Решение уравнения Шрёдингера дает еще один важный результат. Момент импульса электрона в атоме квантуется по формуле:

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (38.9)$$

где l – орбитальное квантовое число. При заданном главном квантовом числе n , орбитальное квантовое число принимает значения $0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$. Состояния электрона, обладающего различными значениями орбитального квантового числа, в атомной физике принято обозначать и называть следующим образом: если $l=0$, то состояние электрона называется s -состоянием; если $l=1$, то состояние электрона называется p -состоянием. Состояния с $l=2, 3$, и т.д. называются соответственно d -, f - и т.д. состояниями, т.е. уже в порядке следования букв латинского алфавита. Значение главного квантового числа указывается перед условным обозначением квантового числа l . Например, электрон с $n=2$ и $l=0$ обозначается символом $2s$.

Хотя в квантовой механике представление об орбитах, как и представление о траекториях является неправомерным, момент, обусловленный движением электрона в атоме, называют орбитальным моментом импульса. Движение электрона в атоме эквивалентно некоторому замкнутому контуру с током (*орбитальному току*). Следовательно, кроме орбитального момента импульса электрон обладает орбитальным магнитным моментом.

Отношение орбитального магнитного момента элементарной частицы к ее орбитальному моменту импульса называется магнитомеханическим (или гиромангнитным) отношением. Для электрона оно равно

$$\frac{p_m}{L} = -\frac{e}{2m}, \quad (38.10)$$

где e – заряд электрона, m – его масса. Знак « $-$ » указывает на то, что направления моментов противоположны. Из соотношений (38.9) и (38.10) следует, что орбитальный магнитный момент \vec{p}_m также квантуется:

$$p_m = \mu_B \sqrt{l(l+1)}, \quad (38.11)$$

$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ – величина, называемая магнетоном Бора*.

Для электрона $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

38.4 Пространственное квантование

В классической механике считалось, что векторы орбитального момента импульса \vec{L} и магнитного момента \vec{p}_m могут быть ориентированы во внешнем магнитном поле совершенно произвольно. В квантовой механике доказывается, что существует пространственное квантование:

Вектор момента импульса электрона имеет лишь такие ориентации в пространстве, при которых проекция L_z вектора \vec{L} на направление Z внешнего магнитного поля принимает квантованные, целочисленные значения, кратные \hbar .

*Бор Нильс Хендрик Давид (1885–1962), датский физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии 1922 г.

$$L_z = m \hbar, \tag{38.12}$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$ – магнитное квантовое число. Магнитное квантовое число может иметь $(2l+1)$ значений. Следовательно, момент импульса \vec{L} может иметь в пространстве $(2l+1)$ ориентаций.

Аналогично справедливо следующее утверждение:

Вектор магнитного момента электрона имеет лишь такие ориентации в пространстве, при которых проекция p_{m_z} вектора \vec{p}_m на направление Z внешнего магнитного поля принимает квантованные, целочисленные значения, кратные μ_B .

$$p_{m_z} = m \mu_B. \tag{38.13}$$

Пример: электрон находится в p -состоянии, при этом $l=1, m = 0, \pm 1$.

Проекция орбитального момента импульса может иметь следующие значения: $L_z = +\hbar, L_z = 0, L_z = -\hbar$.

Изобразим вектор момента импульса \vec{L} в виде направленных отрезков (рис. 38.2). Такая схема называется **векторной моделью атома**.

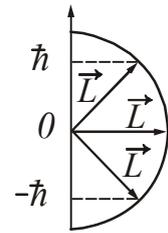


Рисунок 38.2

Аналогично изображают магнитный момент \vec{p}_m . Векторную модель нельзя понимать буквально. Ее следует рассматривать как совокупность правил, позволяющих получить результаты, справедливость которых подтверждается строгими квантово-механическими расчетами.

Экспериментальное определение магнитных моментов атомов было осуществлено Штерном* и Герлахом*. В их опытах пучок атомов пропусклся через сильное неоднородное магнитное поле, перпендикулярное пучку. Неоднородность поля достигалась за счет специальной формы полюсных сердечников электромагнита (рис. 38.3). На атомы пучка должна действовать сила (см. §53, п. 53.4)

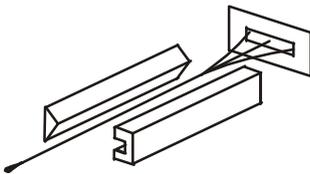


Рисунок 38.3

$$F_z = p_m \frac{\partial B}{\partial x} \cos \alpha.$$

Величина и знак силы зависят от угла α , образуемого вектором \vec{p}_m с направлением поля. При хаотическом распределении магнитных моментов по направлениям в пучке имеются частицы, у которых значения угла α изменяются в пределах от 0 до π . При этом можно было ожидать, что узкий пучок атомов после прохождения между полюсами образует на экране сплошной растянутый след. Крайя следа должны соответствовать атомам, магнитные моменты которых ориентированы под углами $\alpha=0$ и $\alpha=\pi$. (см. рис. 38.4). Опыты, проведенные с серебром и другими элементами, привели к совершенно иному результату. Вместо сплошного растянутого следа на экране наблюдались отдельные линии, расположенные симметрично относительно

*Герлах Вальтер (1889–1979), немецкий физик-экспериментатор.

*Штерн Отто (1888–1969), немецкий физик-экспериментатор, лауреат Нобелевской премии 1943 г.

пучка, полученного в отсутствие поля. Число возможных проекций зависело от природы атома. Для серебра, алюминия, меди и щелочных металлов оно равно двум, для ванадия, азота – четырем, кислорода – пяти, марганца – шести и т.д. Опыты Штерна и Герлаха не только подтвердили пространственное квантование моментов импульсов в магнитном поле, но и дали экспериментальное подтверждение выводу о том, что магнитные моменты электронов и атомов имеют дискретную природу.

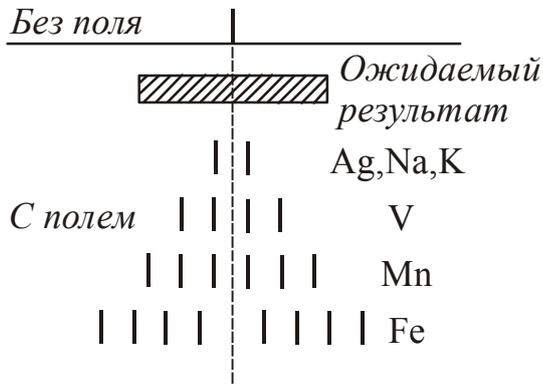


Рисунок 38.4

Момент импульса атома (и его магнитный момент) равен суммарным моментам электронов, так как магнитные моменты ядер значительно меньше по величине. В свою очередь, магнитные моменты электронов совпадают с суммарными моментами валентных электронов, так как моменты электронов замкнутых оболочек компенсируются.

У элементов первой группы периодической системы имеется один валентный электрон. Таким образом, моменты импульса и магнитные моменты таких атомов совпадают с моментами электрона.

Важной особенностью атомов первой группы является то, что валентный электрон в основном состоянии атома имеет орбитальное квантовое число, равное нулю, т.е. электрон находится в s -состоянии. Из формулы (38.9) следует, что при $l=0$ момент импульса электрона L равен нулю. Поэтому возник вопрос о том, пространственное квантование *какого* момента импульса обнаружилось в опытах Штерна и Герлаха? Для объяснения полученного результата нужно было предположить, что у электрона кроме орбитального момента импульса и соответствующего ему магнитного момента имеется собственный механический момент импульса и собственный магнитный момент.

38.5 Спин электрона

В 1925 году С. Гаудсмит* и Дж. Уленбек* на основе анализа спектроскопических данных выдвинули гипотезу о том, что электрон обладает **собственным моментом импульса** \vec{L}_s и соответствующим ему **собственным магнитным моментом** \vec{p}_{m_s} . Этот собственный момент импульса был назван **спином**.

Слово «спин» (англ. *spin*) означает верчение.

Сначала Гаудсмит и Уленбек предположили, что спин обусловлен вращением электрона вокруг своей оси. Согласно этим представлениям электрон уподоблялся волчку или веретену. Однако такое представление привело к противоречию с теорией относительности. Расчеты показали, что для того, чтобы вращающийся вокруг своей оси шарик-электрон приобрел магнитный момент,

*Гаудсмит Сэмюэл Абрахам (1902–1979), американский физик-теоретик.

*Уленбек Джордж Юджин, американский физик.

равный одному магнетону Бора, угловая скорость вращения должна быть такой, что соответствующая ей линейная скорость на поверхности сферы в 200 раз превысит скорость света в вакууме. Эти факты заставили отказаться от подобных модельных представлений. **Спин следует считать внутренним свойством, присущим электрону так же, как заряд и масса.** Предположение о спине электрона подтверждено большим количеством опытных фактов и считается совершенно доказанным.

Из общих выводов квантовой механики следует, что спин (т.е. собственный момент импульса или спиновый момент) квантуется по закону:

$$L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}, \quad (38.14)$$

где s – спиновое квантовое число, которое для электрона может принимать только одно значение, равное $1/2$.

Проекция спина на заданное направление также квантуется:

$$L_{sz} = m_s \hbar, \quad (38.15)$$

где для электрона $m_s = \pm s = \pm 1/2$.

Число m_s по аналогии с m можно было бы назвать магнитным спиновым числом. Но такое название редко применяется. Гораздо чаще, говоря о спиновом квантовом числе понимают под ним число m_s , то есть приписывают спиновому квантовому числу значения $\pm 1/2$. Следует, однако, помнить, что число s имеет только одно значение: $s = 1/2$.

Для собственного магнитного момента электрона \vec{p}_{m_s} выполняются такие соотношения:

$$p_{m_s} = -2\mu_B \sqrt{s(s+1)}. \quad (38.16)$$

Знак « $-$ » указывает на то, что механический \vec{L}_s и магнитный \vec{p}_{m_s} моменты электрона направлены в разные стороны.

Проекция собственного магнитного момента электрона на заданное направление может принимать следующие значения:

$$p_{m_{sz}} = \mp 2\mu_B m_s = \mp \mu_B. \quad (38.17)$$

Минус получается, если $m_s = +1/2$, плюс – если $m_s = -1/2$.

Таким образом, проекция собственного момента импульса электрона может принимать значения $+\hbar/2$ и $-\hbar/2$, а собственного магнитного момента – значения $+\mu_B$ и $-\mu_B$. В ряд формул, в частности в выражение для энергии, входят не сами моменты, а их проекции. Поэтому принято говорить, что собственный механический момент (спин) равен $1/2$ (в единицах \hbar), а собственный магнитный момент равен магнетону Бора μ_B .

§39 Принцип Паули. Периодическая система элементов Менделеева

В 1925 году В. Паули* установил квантово-механический закон, называемый принципом Паули или принципом запрета Паули. В своей простейшей формулировке он звучит так:

В одном и том же атоме (или в какой-либо другой квантовой системе) не может быть двух электронов, обладающих одинаковым набором четырех квантовых чисел: n, l, m, m_s . Иными словами, в одном и том же состоянии не могут находиться одновременно два электрона.

Максимальное число электронов, находящихся в состояниях, описываемых набором трех квантовых чисел n, l, m и отличающихся только ориентацией спинов электронов

$$N(n, l, m) = 2,$$

так как магнитное спиновое квантовое число может принимать только два значения $+1/2$ и $-1/2$.

Максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых двумя квантовыми числами n и l :

$$N(n, l) = 2(2l+1).$$

При этом учтено, что вектор \vec{L} при заданном l может принимать $(2l+1)$ ориентаций.

Максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых значением главного квантового числа n :

$$N(n) = 2n^2.$$

В 1869 году Д.И. Менделеев* открыл периодический закон изменения химических и физических свойств элементов в зависимости от их атомных масс. Если расположить химические элементы в порядке возрастания их атомных масс, то через промежутки, называемые периодами, элементы, оказавшиеся в одном вертикальном ряду (группе), обнаруживают сходные физико-химические свойства. В настоящее время известно, что элементы в таблице Менделеева расположены не по атомным массам, а в соответствии с их зарядовыми числами Z .

Менделеев ввел понятие **порядкового номера** элемента. Физический смысл порядкового номера был установлен Резерфордом: **порядковый номер элемента равен зарядовому числу, которое соответствует общему числу электронов в атоме данного элемента.**

Расположив химические элементы в порядке возрастания их номера, Менделеев получил полную периодичность в изменении химических свойств элементов.

*Паули Вольфганг (1900–1958), австрийский физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии 1945 г.

*Менделеев Дмитрий Иванович (1834–1907), русский химик.

При этом часть клеток периодической системы оказалась свободной, так как соответствующие элементы еще не были известны. Менделееву удалось предсказать ряд новых элементов (галлий, скандий, германий и т.д.). В дальнейшем все эти элементы были открыты.

Таким образом, открытая Менделеевым *периодичность свойств элементов отражает периодичность в расположении электронов в атомах*. Эта гипотеза подтверждается строением оптических и рентгеновских спектров.

Важнейшей задачей физики явилось теоретическое истолкование периодического закона Менделеева и объяснение строения периодической системы. Современная теория периодической системы основывается на следующих положениях:

а) порядковый номер Z химического элемента равен общему числу электронов в атоме данного элемента;

б) состояние электронов в атоме определяется набором четырех квантовых чисел: n, l, m, m_s . Распределение электронов в атомах по энергетическим состояниям должно удовлетворять принципу минимума потенциальной энергии: с возрастанием числа электронов каждый следующий должен занять возможное энергетическое состояние с наименьшей энергией;

в) заполнение электронами энергетических состояний происходит в соответствии с принципом Паули.

Совокупность электронов в атоме с одинаковым значением главного квантового числа n называется *электронным слоем (электронной оболочкой)*. Различают следующие электронные слои:

K -слой, главное квантовое число $n=1$;

L -слой, главное квантовое число $n=2$;

M -слой, главное квантовое число $n=3$;

N -слой, главное квантовое число $n=4$ и т.д.

Внутри слоя электроны распределяются по *подуровням (подоболочкам)*, каждая из которых соответствует определенному значению орбитального квантового числа l (см. §38, п. 38.3).

У легких атомов сначала заполняется оболочка с меньшим n , и лишь затем должна заполняться электронами следующая оболочка. Внутри данной оболочки вначале заполняются состояния с $l=0$, а затем состояния с большими l , вплоть до $l=(n-1)$.

Начиная с калия ($Z=19$), начинаются нарушения этого порядка. Объясняется это следующим образом. При больших квантовых числах n взаимодействие между электронами в атоме приводит к тому, что состояния с большим n и меньшим l могут иметь меньшую энергию, чем состояния с меньшим n , но с большим l , т.е. быть энергетически более выгодными. Поэтому имеются химические элементы с недостроенными предыдущими оболочками, у которых застраиваются последующие.

В таблице 39.1 приведены основные сведения о квантовых числах, характеризующих состояние электрона в атоме.

Таблица 39.1 Квантовые числа, характеризующие состояние электрона в атоме

Квантовое число и его значение	Величина, которая квантуется	Формула	Примечание
1. Главное квантовое число $n=1, 2, 3, \dots$ Соответствует номеру энергетического уровня	Энергия	$E_n = -\frac{Rch}{n^2} Z^2 \text{ (Дж)}$ или $E_n = -\frac{13,6}{n^2} Z^2 \text{ (ЭВ)}$	$R = 1,09 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – скорость света; $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ – постоянная Планка.
2. Орбитальное квантовое число $l=0, 1, 2, \dots, (n-1)$	1. Орбитальный момент импульса 2. Орбитальный магнитный момент	1. $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ 2. $p_m = \mu_B \sqrt{l(l+1)}$	$\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ А}\cdot\text{м}^2$ – магнетон Бора
3. Магнитное квантовое число $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$	1. Проекция орбитального момента импульса на направление внешнего магнитного поля 2. Проекция магнитного момента на направление внешнего магнитного поля	1. $L_z = m \hbar$ 2. $p_{m_z} = m \mu_B$	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка
4. Спиновое квантовое число $s=1/2$	1. Собственный момент импульса (спин) 2. Собственный магнитный момент	1. $L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$ 2. $p_{m_s} = -2\mu_B \sqrt{s(s+1)}$	Число s имеет только одно значение: $s=1/2$, поэтому состояние электрона в атоме определяется набором четырех квантовых чисел: n, l, m, m_s . Число m_s чаще называют просто спиновым числом
5. Магнитное спиновое число $m_s=\pm 1/2$	1. Проекция собственного момента импульса 2. Проекция собственного магнитного момента	1. $L_{s_z} = m_s \hbar$ 2. $p_{m_{s_z}} = \mp 2\mu_B m_s = \mp \mu_B$	

§40 Лазеры

Подробное рассмотрение устройства и работы лазеров дается в квантовой электронике. В данном параграфе мы ограничимся только кратким изложением принципов работы лазеров.

40.1 Вынужденное излучение. Принцип работы лазера

Существует два вида переходов атомов между энергетическими уровнями: – спонтанные (самопроизвольные) переходы с более высоких уровней на более низкие; – переходы, происходящие под действием излучения (вынужденные или индуцированные переходы).

Переходы первого вида приводят к *спонтанному* испусканию атомами фотонов. Спонтанное излучение некогерентно. В этом случае атомы источника излучают свет независимо друг от друга. Фазы волн, испускаемых отдельными атомами, их поляризация и направление распространения никак не связаны между собой. Обычные источники света – лампы накаливания, газоразрядные трубки, люминесцентные лампы и др. – излучают некогерентно. В них свечение вызывается либо столкновениями между атомами, совершающими тепловое движение, либо электронными ударами. Испускаемый свет характеризуется большей или меньшей степенью беспорядка.

Вынужденные переходы могут с равной вероятностью происходить как в одном, так и в другом направлении. Переходы с более низких энергетических уровней на более высокие сопровождаются поглощением света атомом. Переходы с более высоких уровней на более низкие сопровождаются излучением света. Соответственно, это излучение называется *вынужденным* или *индуцированным*.

Вынужденное излучение по своим свойствам совершенно одинаково с тем излучением, которое вызывает его появление. Новый фотон, появившийся в результате того, что атом вещества переходит из возбужденного состояния в основное под действием света, ничем не отличается от фотона, вызвавшего его появление. С точки зрения волновой оптики явление вынужденного излучения сводится к увеличению интенсивности электромагнитной волны, проходящей через вещество. При этом частота волны, направление ее распространения, фаза и поляризация волны остаются неизменными. Вынужденное излучение строго когерентно с вызвавшим его проходящим светом. Когерентность состоит в согласованном протекании во времени и пространстве волновых процессов.

Можно создать когерентно излучающие источники света, в которых различные атомы излучают волны согласованно, т.е. с одинаковыми частотами, фазами, поляризацией и направлением распространения. Они называются оптическими квантовыми генераторами или лазерами. Слово «лазер» образовалось из первых букв полного английского названия «Light amplification by stimulated emission of radiation», что в переводе означает: усиление света посредством индуцированного излучения.

Лазер работает на принципе индуцированного излучения. Допустим, что

на атом падает фотон с энергией $h\nu = E_2 - E_1$, где E_1 и E_2 – какие-либо два энергетических уровня атома. Если атом находится на нижнем уровне E_1 , то падающий фотон может поглотиться. Если же атом находится на верхнем уровне E_2 то может произойти вынужденный переход на нижний уровень E_1 с испусканием второго фотона. Вместо одного падающего фотона получается два тождественных фотона. Эта особенность индуцированного излучения и используется в лазерах.

Рассмотрим теперь не единичный атом, а среду из атомов. Обозначим через N_1 и N_2 числа атомов в единице объема на уровнях E_1 и E_2 соответственно. Допустим, что в среде распространяется плоская монохроматическая волна. Чтобы при распространении в среде волна усиливалась, необходимо выполнение условия

$$N_2 > N_1, \tag{40.1}$$

где N_1 и N_2 – число атомов на каждом из уровней E_1 и E_2 .

В обычных условиях, когда среда находится в термодинамическом равновесии, $N_2 < N_1$, то есть на каждом верхнем уровне находится меньше атомов, чем на нижнем.

Можно искусственно получить термодинамически неравновесную среду, у которой выполняется соотношение (40.1). Такая среда называется **активной** или **средой с инверсной заселенностью** по отношению к энергетическим уровням E_1 и E_2 . Следовательно, для усиления световой волны необходимо, чтобы среда, в которой волна распространяется, была активной.

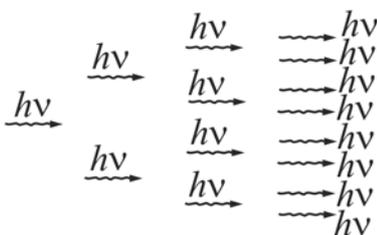


Рисунок 40.1

Усиление света в активной среде обычно сравнивают с нарастанием лавины. Новый фотон, появившийся в результате индуцированного излучения усиливает свет, проходящий через среду. Два фотона, образовавшиеся в одном акте вынужденного излучения, при встрече с двумя атомами, находящимися в возбужденном состоянии, переведут их с возбужденного уровня на более низкий уровень, и в результате этого появится четыре одинаковых фотона и т.д. (рис. 40.1).

Но одновременно с индуцированным излучением происходит поглощение света. Среда будет активной (усиливающей), если процессы вынужденного излучения преобладают над процессами поглощения света. Усиливающая среда называется также средой с отрицательным поглощением света. В такой среде происходит быстрое возрастание интенсивности проходящего света с увеличением толщины усиливающей среды за счет лавинообразного нарастания числа фотонов (рис. 40.2). Для получения среды с отрицательным поглощением света необходимо создать в среде необыч-

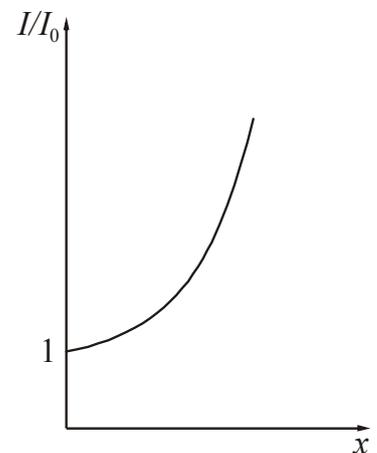


Рисунок 40.2

ное неравновесное состояние (инверсное состояние; от латинского «*inversio*» – переворачивание): число атомов на возбужденном уровне должно быть больше, чем на нижнем. Такое распределение атомов по уровням является «перевернутым» по сравнению с обычным. Процесс перевода среды в инверсное состояние называется *накачкой* усиливающей среды. Способ осуществления накачки определяется типом лазера (см. п. 40.2 и п. 40.3).

Индукцированное излучение было использовано для генерации когерентных световых волн. Идея этого впервые была высказана в 1957 году А.М. Прохоровым* и Н.Г. Басовым* и независимо от них Ч. Таунсом*. Чтобы активную среду превратить в генератор световых колебаний, надо осуществить обратную связь. Для этого необходимо, чтобы часть излученного света все время находилась в зоне активной среды и вызывала вынужденное излучение все новых и новых атомов. Для этого активную среду помещают между двумя параллельными зеркалами. Допустим, например, что оно представляет собой цилиндр, а плоскости зеркал S_1 и S_2 перпендикулярны к оси этого цилиндра (рис. 40.3).



Рисунок 40.3

Луч света, претерпевая многократные отражения от зеркал S_1 и S_2 , будет много раз проходить через активную среду, усиливаясь при этом в результате вынужденных переходов атомов с высшего энергетического уровня E_2 на более низкий уровень E_1 . Получается открытый резонатор.

Такой резонатор будет не только усиливать свет, но также коллимировать и монохроматизировать его. Если зеркала идеальные, то лучи, параллельные оси цилиндра, будут проходить через активную среду туда и обратно неограниченное число раз. Все лучи, идущие наклонно, в конце концов, попадут на боковую стенку цилиндра, где они рассеются или выйдут наружу (рис. 40.4 а). Ясно поэтому, что максимально усилятся лучи, распространяющиеся параллельно оси цилиндра (рис. 40.4 б и 40.4 в). Этим и объясняется коллимация лучей. При хороших отражающих поверхностях лазер дает очень тонкую, практически монохроматическую линию.

В реальном лазере часть света, чтобы ее можно было использовать, должна быть выпущена из активной среды наружу. С этой целью одно из зеркал, например S_2 , делается полупрозрачным (рис. 40.4 б).

и вызывала вынужденное излучение все новых и новых атомов. Для этого активную среду помещают между двумя параллельными зеркалами. Допустим, например, что оно представляет собой цилиндр, а плоскости зеркал S_1 и S_2 перпендикулярны к оси этого цилиндра (рис. 40.3).

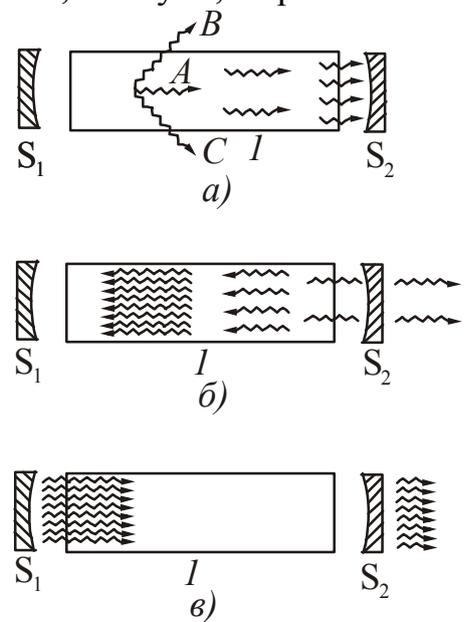


Рисунок 40.4

*Прохоров Александр Михайлович (1916–2002), совет. физик. Нобелевская премия 1964 г.
 *Басов Николай Геннадьевич (1922–2001), советский физик. Нобелевская премия 1964 г.
 *Таунс Чарльз Хард (1915), американский физик. Нобелевская премия 1964 г.

Кроме того, и зеркало S_1 лишь частично отражает свет, хотя коэффициент отражения его и близок к 100%. Это приводит к ослаблению светового пучка. Чтобы лазер был генератором света, необходимо, чтобы усиление светового пучка в активной среде превосходило некоторое минимальное (пороговое) значение. Поэтому, должно быть выполнено следующее условие. Световой пучок, вышедший от S_1 после прохождения туда и обратно через активную среду и отражения от S_1 , должен вернуться в исходное положение с не меньшей интенсивностью. Иначе в результате последовательного повторения этих процессов интенсивность пучка будет непрерывно убывать, и лазер перестанет генерировать. Поэтому для генерации недостаточно выполнения простого неравенства (40.1). Оно должно быть выполнено с некоторым запасом, т. е. число атомов N_2 на верхнем уровне в единице объема активной среды должно превышать некоторое минимальное (пороговое) значение.

Конечно, нарастание интенсивности волны в активной среде не может продолжаться беспредельно, так как заселенность верхнего энергетического уровня ограничена. По мере обеднения атомами верхнего уровня E_2 скорость нарастания интенсивности волны будет уменьшаться и волна начнет затухать еще до того, как перестанет выполняться условие (40.1).

40.2 Рубиновый лазер

Первый квантовый генератор света был создан в 1961 году Мейманом* на рубине. Рубин – это твердый кристалл, основой которого, является корунд, т.е. кристалл окиси алюминия (Al_2O_3), в котором небольшая часть атомов алюминия ($\approx 0,05\%$) замещена ионами хрома Cr^{+++} . Ионы хрома играют основную роль в работе квантового генератора¹⁾.

Корунд – это диэлектрик с широкой запрещенной энергетической зоной между валентной зоной и зоной проводимости (см. §41, п. 41.2). Энергетические уровни хрома в корунде лежат в этой запрещенной зоне. Они были изучены задолго до создания лазеров. Основным (невозбужденным) уровнем является уровень E_1 (рис. 40.5). Он имеет сложную структуру, которая, однако, не играет роли в работе квантового генератора. Выше лежат близкие возбужденные уровни E_{2a} и E_{2b} .

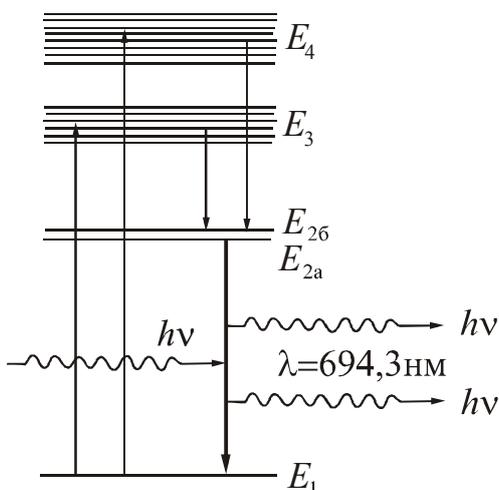


Рисунок 40.5

¹⁾Для лазеров монокристаллы рубина выращивают искусственно. Смесь Al_2O_3 и Cr_2O_3 в виде пудры сыплется сверху на выращиваемый кристалл рубина, верхняя кромка которого находится в кислородно-водородном пламени горелки с температурой $2050^\circ C$, достаточной для плавления рубина. При медленном опускании кристалла расплавленный слой смеси выходит из пламени и кристаллизуется. Таким путем удается получать монокристаллы рубина в виде стержней длиной до 0,5 м и диаметром до 5 см

*Мейман Теодор (1927–2007), американский физик.

Это – узкие уровни. При переходе с них на основной уровень E_1 излучается красный свет с длинами волн $\lambda=694,3$ и $692,9$ нм. Он и придает рубину характерную розовую или красную окраску (в зависимости от концентрации ионов хрома). Более интенсивна линия $\lambda=694,3$ нм. По этой причине только она и усиливается при работе лазера. Вторая линия не играет роли. Выше уровней E_{2a} и E_{2b} расположены две сравнительно широкие полосы энергий E_3 и E_4 . Переходы между уровнями этих полос и основным уровнем E_1 сопровождаются излучением зеленого и голубого света соответственно.

Инверсная заселенность создается между уровнями E_1 и E_2 . Для этого используется так называемая **оптическая накачка**, то есть освещение кристалла рубина мощной вспышкой света. Рубину придают форму цилиндрического стержня с диаметром 0,1–2 см и длиной от 2 до 20 см и больше. Концы стержня тщательно отполированы. Они могут служить зеркалами, поэтому их серебруют. Зеркала могут быть и внешними (рис. 40.3), тогда серебрение не нужно.

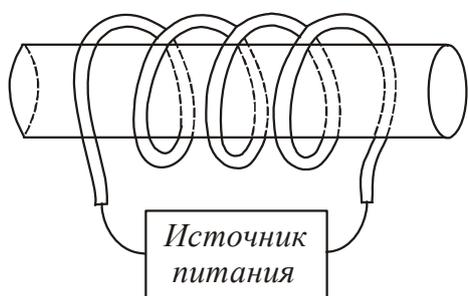


Рисунок 40.6

Для освещения рубинового стержня применяют импульсные ксеноновые газоразрядные лампы-вспышки, через которые разряжаются батареи высоковольтных конденсаторов (напряжения 2–3 кВ). Длительность вспышки порядка одной миллисекунды. Лампа-вспышка имеет форму спиральной трубки, обвивающейся вокруг рубинового стержня (рис. 40.6).

Если бы энергетический спектр состоял только из двух уровней E_1 и E_2 то с помощью оптической накачки создать инверсную заселенность их было бы невозможно. Действительно, индуцированные переходы атомов с нижнего уровня на верхний и обратно идут с одинаковыми скоростями. Поэтому лампа-вспышка, самое большее, могла бы лишь уравнивать населенности обоих уровней. Наличие же спонтанного излучения приводило бы к обеднению (атомами) верхнего уровня по сравнению с нижним.

Положение меняется благодаря наличию третьего, широкого энергетического уровня, состоящего из полос E_3 и E_4 (рис. 40.5). Лампа-вспышка переводит атомы хрома из невозбужденного состояния в возбужденное, т. е. в энергетические полосы E_3 и E_4 . Значительная ширина этих полос имеет большое практическое значение. Лампа-вспышка излучает свет, близкий к белому. Если бы уровни E_3 и E_4 были очень узкими, то лишь ничтожная часть энергии лампы-вспышки могла бы быть использована на их возбуждение. Благодаря же значительной ширине полос E_3 и E_4 на их возбуждение уходит 10–15% лучистой энергии лампы-вспышки. На уровнях E_3 и E_4 возбужденные атомы хрома живут очень короткое время ($\sim 10^{-8}$ с). За это время они переходят на один из уровней E_2 . При таком переходе атомы хрома не излучают, а расходуют свою энергию на возбуждение колебаний кристаллической решетки. Возможность обратного возвращения атома из полос E_3 и E_4 на уровень E_1 , хотя и существует, но вероятность такого процесса пренебрежимо мала по сравнению с вероят-

ностью перехода на уровни E_2 . Уровни E_2 метастабильны. Время жизни атома на них $\sim 10^{-3}$ с, что по атомным масштабам очень велико. Это позволяет накапливать атомы на уровнях E_2 . Если переводить атомы с уровня E_1 на уровни E_3 и E_4 достаточно быстро, то на уровни E_2 можно перевести больше половины атомов хрома. Тогда на уровнях E_2 окажется больше атомов, чем на уровне E_1 , то есть возникнет инверсная заселенность этих уровней.

Наиболее распространенным является импульсный режим работы рубинового лазера. Лампа-вспышка дает импульс света длительностью $\sim 10^{-3}$ с. Длительность когерентного импульса, излучаемого лазером, несколько короче. Это связано, во-первых, с тем, что требуется некоторое время, чтобы заселенность уровня E_2 достигла порогового значения, после чего лазер начинает генерировать. Во-вторых, с тем, что генерация лазера прекращается, когда интенсивность вспышки лампы понижается настолько, что ее становится уже недостаточно для поддержания заселенности выше пороговой. Сам лазерный импульс имеет сложную структуру и состоит из множества отдельных импульсов длительностью до 10^{-6} с, следующих друг за другом с интервалом $\sim 3 \cdot 10^{-6} - 10^{-5}$ с. Мощность рубинового лазера в импульсе может достигать десятков кВт при длине стержня в 20–30 см и диаметре 1,5 см.

40.3 Гелий-неоновый лазер

Энергетический спектр газов при тех давлениях, которые применяются в рекламных трубках и лазерах, весьма точно совпадает с энергетическим спектром изолированных атомов и молекул, из которых состоит газ. Поэтому спектральные линии газов более узкие, чем линии примесей в твердых телах. Газы отличаются высокой оптической однородностью и малой плотностью, а поэтому слабо рассеивают и искажают волны, распространяющиеся в них. Все это позволяет использовать в газовых лазерах большие расстояния между зеркалами и получать острую направленность, высокую монохроматичность и стабильность частоты излучения. В гелий–неоновом лазере реально получаемая расходимость пучка лучей обычно составляет 1–2 угловые минуты.

Однако при малой плотности газов в них нельзя получить столь же большие концентрации возбужденных атомов, а потому и столь же большие импульсные мощности излучения, как в твердых телах. Так, выходная мощность гелий-неонового лазера в непрерывном режиме обычно составляет от десяти до нескольких сот милливатт. Однако, ввиду высокой монохроматичности и направленности излучения, эта величина все же громадна по сравнению с тем, что могут дать тепловые источники света.

Первый гелий-неоновый лазер был создан в 1960 году американскими физиками Джаваном, Беннетом и Эрриотом (США). Принципиальная схема гелий–неонового лазера в ее современном виде приведена на рис. 40.7.

Лазер состоит из газоразрядной трубки Т длиной от нескольких десятков см до 1,5–2 м и внутренним диаметром 7–10 мм. Трубка наполнена смесью гелия (давление ~ 1 мм рт. ст.) и неона (давление $\sim 0,1$ мм рт. ст.). Концы трубки закрыты плоскопараллельными стеклянными или кварцевыми пластинками P_1 и

P_2 , установленными под углом Брюстера к ее оси. Это создает линейную поляризацию лазерного излучения с электрическим вектором, параллельным плоскости падения. Зеркала S_1 и S_2 , между которыми помещается трубка, делаются обычно сферическими с многослойными диэлектрическими покрытиями. Они имеют высокие коэффициенты отражения и практически не поглощают свет. Пропускаемость зеркала, через которое преимущественно выходит излучение лазера, составляет обычно 2%, другого – менее 1%. Между электродами трубки прикладывается постоянное напряжение 1–2 кВ. Катод К трубки может быть холодным, но для увеличения разрядного тока применяют также трубки с пустотелым цилиндрическим анодом, катод которых нагревается низковольтным источником тока. Разрядный ток в трубке составляет несколько десятков миллиампер. Лазер может работать и в непрерывном, и в импульсном режиме. Он генерирует красный свет с длиной волны $\lambda=632,8$ нм и может генерировать также инфракрасное излучение с длинами волн 1,150 и 3,390 мкм. Но тогда необходимо иметь торцевые окна, прозрачные для инфракрасного света, и зеркала с высокими коэффициентами отражения в инфракрасной области спектра. Красный гелий–неоновый лазер используется при юстировочных и нивелировочных работах. Гелий–неоновые лазеры применяются при наладочных работах в голографии, в квантовых гироскопах и оптических стандартах частоты.

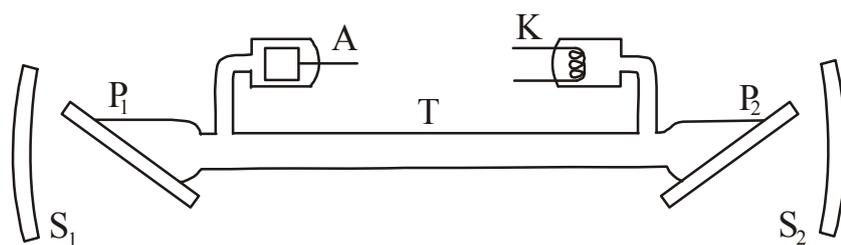


Рисунок 40.7

Зеркала S_1 и S_2 , между которыми помещается трубка, делаются обычно сферическими с многослойными диэлектрическими покрытиями. Они имеют высокие коэффициенты отражения и практически не поглощают свет. Пропускаемость зеркала, через которое преимущественно выходит излучение лазера, составляет обычно 2%, другого – менее 1%. Между электродами трубки прикладывается постоянное напряжение 1–2 кВ. Катод К трубки может быть холодным, но для увеличения разрядного тока применяют также трубки с пустотелым цилиндрическим анодом, катод которых нагревается низковольтным источником тока. Разрядный ток в трубке составляет несколько десятков миллиампер. Лазер может работать и в непрерывном, и в импульсном режиме. Он генерирует красный свет с длиной волны $\lambda=632,8$ нм и может генерировать также инфракрасное излучение с длинами волн 1,150 и 3,390 мкм. Но тогда необходимо иметь торцевые окна, прозрачные для инфракрасного света, и зеркала с высокими коэффициентами отражения в инфракрасной области спектра. Красный гелий–неоновый лазер используется при юстировочных и нивелировочных работах. Гелий–неоновые лазеры применяются при наладочных работах в голографии, в квантовых гироскопах и оптических стандартах частоты.

В гелий–неоновом лазере усиливающей средой служит плазма высокочастотного газового разряда, полученная в смеси гелия с неоном. Практически накачка осуществляется по трехуровневой схеме. На рис. 40.8 изображена упрощенная трехуровневая энергетическая диаграмма такого лазера. Атомы гелия возбуждаются ударами электронов и переходят в возбужденное состояние E_3 . При столкновениях возбужденных атомов гелия с атомами неона последние также возбуждаются и переходят на один из возбужденных уровней неона. Переход атомов неона с этого уровня на один из нижних уровней E_2 сопровождается лазерным излучением.

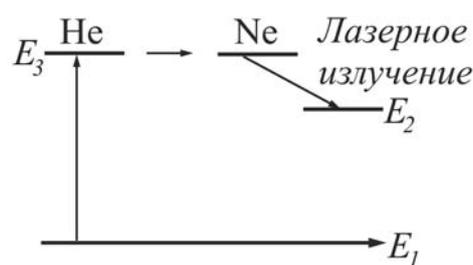


Рисунок 40.8

Опыты показали, что максимальная мощность гелий–неонового лазера достигается при диаметре трубки ~ 7 мм при давлении 1 мм рт. ст. и определенном соотношении Ne и He (1:10). При больших диаметрах мощность лазера падает, несмотря на сильное увеличение объема рабочего газа (объем трубки пропорционален квадрату ее диаметра). Это связано с тем, что эффективное опустошение уровня E_1 происходит у атомов, находящихся вблизи стенок трубки. Атомы, находящиеся вблизи ее центра, практически выключаются из процесса генерации.

• **Обратите внимание!**

- **Изучив раздел «Элементы квантовой механики», студент должен ЗНАТЬ:**

Суть понятий:

Волновая функция (пси-функция). Спектр значений величины: сплошной и непрерывный. Квантование. Потенциальная яма. Атом, ион, водородоподобный ион. Квантовые числа. Оптический спектр атома. Гиромагнитное отношение. Пространственное квантование. Спин.

Гипотезы:

Гипотеза де Бройля.

Законы:

Принцип Паули.

Уравнения:

Соотношение неопределенности Гейзенберга. Волновое уравнение Шредингера.

Формулы:

Формула де Бройля. Энергия электрона в водородоподобном атоме. Формула Бальмера. Орбитальный момент импульса и магнитный момент электрона. Проекция орбитального момента импульса и магнитного момента электрона. Собственный момент импульса и собственный магнитный момент электрона.

Классические опыты:

Девиссона и Джермера, Тартаковского и Дж. П. Томсона, Штерна и Герлаха.

**ТЕСТ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ ЗНАНИЙ ПО ТЕМЕ
«ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ»**

Инструкция. Данный тест предназначен для проверки знаний по теме “*Элементы квантовой механики*”. Ответьте на вопросы. Подсчитайте количество правильных ответов, используя таблицу кодов. Если Вы дали

- 1) Больше 25 правильных ответов – уровень усвоения материала темы высокий.
- 2) 15-25 правильных ответов – уровень усвоения материала темы средний.
- 3) 10-15 правильных ответов – уровень усвоения материала темы низкий.
- 4) меньше 10 правильных ответов – Вы не усвоили учебный материал. Прочитайте его еще раз.

1. В чем состоит сущность гипотезы де Бройля?

1. Частицы вещества наряду с корпускулярными свойствами имеют также и волновые.
2. Электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения.
3. Излучение оптического диапазона наряду с волновыми свойствами проявляет также и квантовые свойства.

2. Укажите формулу для расчета длины волны де Бройля.

$$1) \Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad 2) \lambda = \frac{h}{mc} \quad 3) \lambda = \frac{h}{p} \quad 4) \lambda = \frac{d \sin \varphi}{m} \quad 5) \lambda = \frac{2d \sin \theta}{m}$$

3. Укажите явления, в которых проявляется волновая природа электрона.

1. Дифракция электронов.
2. Термоэлектронная эмиссия.
3. Фотоэлектрический эффект.
4. Эффект Комптона.
5. Вторичная эмиссия электронов.

4. Результаты опытов Дэвиссона и Джермера подтверждают ...

- 1) волновые свойства света.
- 2) волновую природу электронов.
- 3) корпускулярные свойства электронов.
- 4) квантовый характер поглощения света.

5. Укажите формулы выражающие соотношение неопределенностей Гейзенберга.

$$1) \Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad 2) \Delta x = t_{\alpha, n} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n(n-1)}} \quad 3) \Delta p = p \sin \varphi \quad 4) \Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$$

6. Укажите, какие выводы следуют из соотношения неопределенности Гейзенберга.

1. Микрочастица не может иметь одновременно вполне определенные значения координаты x и импульса p_x .
2. Чем точнее для микрочастицы определена одна из величин – координата x или импульс p_x , – тем больше становится неточность в определении другой.
3. Микрочастица может иметь одновременно вполне определенные значения координаты x и импульса p_x .
4. Микрочастица всегда имеет одновременно вполне точные значения координаты и импульса.

7. Укажите неверное утверждение.

1. В основном состоянии атом может находиться сколь угодно долго.
2. Все возможные состояния атома – стационарные состояния.
3. В возбужденном состоянии атома происходит излучение.
4. Среднее время жизни возбужденного состояния атома порядка 10^{-8} с.

8. Для описания поведения микрочастицы не применимы понятия ...

- 1) траектория движения
- 2) координата
- 3) энергия микрочастицы
- 4) ψ -функция
- 5) функция – $|\psi|^2$.

9. Вероятность нахождения микрообъекта в данной точке пространства определяет ...

- 1) траектория движения
- 2) координата
- 3) энергия микрочастицы
- 4) ψ -функция
- 5) функция – $|\Psi|^2 dV$.

10. Укажите правильную запись уравнения Шрёдингера для стационарных состояний.

$$1) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

$$2) \Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$$

$$3) \Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$$

$$4) \xi(x, t) = a \cos(\omega t - kx)$$

11. ψ – функция характеризует ...

- 1) значение координаты микрочастицы.
- 2) значение импульса микрочастицы.
- 3) состояние микрочастицы в квантовой системе.

12. Квадрат модуля амплитуды волновой функции – $|\psi|^2$ выражает ...

- 1) энергию частицы.
- 2) вероятность попадания фотона в данную точку пространства.
- 3) амплитуду волн де Бройля для данной микрочастицы.
- 4) плотность вероятности нахождения микрообъекта в данной области пространства.
- 5) вероятность нахождения микрообъекта где-либо в пространстве.

13. Укажите правильную формулу для расчета условия нормировки волновой функции.

$$1. \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1$$

$$2. \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \omega^2 \psi = 0$$

$$3. \Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$$

$$4. \Delta x = t_{\alpha, n} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n(n-1)}}$$

$$5. \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$$

14. Укажите правильную запись уравнения Шрёдингера для стационарных состояний атома водорода.

$$1. \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

$$2. \Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$$

$$3. \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$$

$$4. \Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0$$

15. Энергия стационарного состояния водородоподобного атома с ростом главного квантового числа n ...

- 1) не меняется
- 2) $\sim n^2$
- 3) $\sim 1/n^2$
- 4) $\sim n$

16. Укажите формулу, по которой рассчитывается полная энергия электрона в атоме водорода на n -м энергетическом уровне.

$$1. E_n = -\frac{Rhc}{n^2} \quad 2. E_n = \frac{mv_n^2}{2} \quad 3. E_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad 4. E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ml^2}$$

17. Укажите, какое из следующих утверждений является принципом Паули.

1. Состояние электрона в атоме характеризуется набором четырех квантовых чисел – n, l, m, m_s .

2. В нормальном (невозбужденном) состоянии атома электроны должны располагаться на самых низких доступных для них энергетических уровнях.
 3. В одном и том же атоме (или в какой-либо другой квантовой системе) не может быть двух электронов, обладающих одинаковой совокупностью четырех квантовых чисел – n, l, m, m_s .
 4. В квантовой системе первоначально заполняются состояния с наименьшей энергией.
18. Укажите, какая из квантующихся физических величин в атоме водорода определяется главным квантовым числом n .
1. Собственный момент импульса L_s .
 2. Орбитальный момент импульса L_l .
 3. Энергия электрона.
 4. Проекция вектора орбитального момента импульса электрона L_{lz} на направление магнитного поля.
 5. Проекция вектора собственного момента импульса электрона L_{sz} на направление магнитного поля.
19. Укажите, какая из квантующихся физических величин в атоме водорода определяется орбитальным квантовым числом l .
1. Собственный момент импульса L_s .
 2. Орбитальный момент импульса L_l .
 3. Энергия электрона.
 4. Проекция вектора орбитального момента импульса электрона L_{lz} на направление магнитного поля.
 5. Проекция вектора собственного момента импульса электрона L_{sz} на направление магнитного поля.
20. Укажите, какая из квантующихся физических величин в атоме водорода определяется магнитным квантовым числом m .
1. Собственный момент импульса L_s .
 2. Орбитальный момент импульса L_l .
 3. Энергия электрона.
 4. Проекция вектора орбитального момента импульса электрона L_{lz} на направление магнитного поля.
 5. Проекция вектора собственного момента импульса электрона L_{sz} на направление магнитного поля.
21. Главное квантовое число $n = 2$. Орбитальное квантовое число при этом может принять значения ...
- 1) $l = 0$ 2) $l = 1$ 3) $l = 2$ 4) $l = 3$ 5) $l = 4$
22. Укажите формулу, по которой определяется орбитальный момент импульса электрона.
1. $L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$
 2. $L_{sz} = \hbar m_s$
 3. $L_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$
 4. $L_{lz} = \hbar m$

23. Укажите формулу, по которой определяется проекция вектора орбитального момента импульса электрона на направление магнитного поля.

1. $L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ 2. $L_{sz} = \hbar m_s$ 3. $L_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ 4. $L_{lz} = \hbar m$

24. Орбитальное квантовое число $l=2$. Сколько ориентаций в магнитном поле может принимать проекция вектора орбитального момента импульса электрона?

1. 0 2. 1 3. 3 4. 4 5. 5 6. 2

25. Орбитальное квантовое число $l=1$. Магнитное квантовое число m при этом может принять значения ...

1) ± 1 2) ± 2 3) ± 3 4) ± 4 5) 0

26. Магнитным спиновым числом m_s в атоме водорода определяется ...

- 1) собственный момент импульса L_s .
- 2) орбитальный момент импульса L_l .
- 3) энергия электрона.
- 4) проекция вектора орбитального момента импульса электрона L_{lz} на направление магнитного поля.
- 5) проекция вектора собственного момента импульса электрона L_{sz} на направление магнитного поля.

27. Укажите, какие выводы следуют из опытов Штерна и Герлаха.

1. Существует пространственное квантование моментов импульсов электронов и атомов в магнитном поле.
2. Магнитные моменты электронов и атомов имеют дискретную природу.
3. Энергия электронов в атоме принимает дискретные значения.
4. Электрон обладает волновыми свойствами.

28. Укажите формулу, по которой определяется собственный момент импульса (спин) электрона.

1. $L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ 2. $L_{sz} = \hbar m_s$ 3. $L_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ 4. $L_{lz} = \hbar m$

КОДЫ ОТВЕТОВ К ТЕСТУ «Элементы квантовой механики»

№ вопр.	Код ответа								
1	1	7	2	13	1	19	2	25	1,5
2	3	8	1,2	14	4	20	4	26	5
3	1	9	5	15	3	21	1,2	27	1,2
4	2	10	3	16	1	22	3	28	1
5	1,4	11	3	17	3	23	4		
6	1.2	12	4	18	3	24	5		

ЧАСТЬ 4. ОСНОВЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Физика твердого тела, как наука, родилась в начале 20-го века в связи с развитием атомной физики. Она занимается главным образом изучением физических свойств и структуры кристаллических твердых тел и поведением электронов в этих телах.

Развитие физики твердого тела во многом стимулируется потребностями техники, так как она является основой современной электроники. Физике твердого тела принадлежит ведущая роль в исследовании возможностей получения материалов с совершенно новыми, уникальными свойствами в отношении механической прочности, теплостойкости, электрических, магнитных и оптических характеристик.

Одним из направлений этого развития является разработка методов получения надежных и миниатюрных полупроводниковых устройств.

Физические идеи, рождающиеся в физике твердого тела, используются не только в физике вообще, но и других областях науки.

Глава 8. Электропроводность металлов и полупроводников

§41 Строение твердых тел

Твердыми называются тела, которые обладают постоянством формы и объема. Различают кристаллические и аморфные тела.

Кристаллическое строение имеет подавляющее большинство твердых тел в природе. Характерной чертой, отличающей кристаллическое состояние от жидкого и газообразного, является наличие у кристаллов анизотропии. **Анизотропия** – это зависимость ряда физических свойств (механических, тепловых, электрических, оптических) от направления.

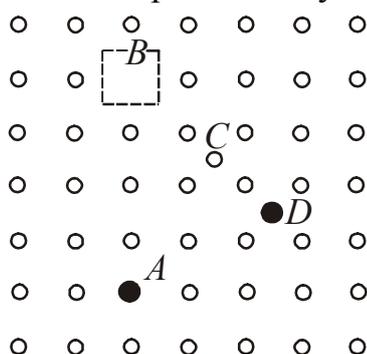
Причиной анизотропии кристаллов служит упорядоченное расположение частиц (атомов, молекул), из которых они построены. Упорядоченное расположение частиц проявляется в правильной внешней огранке кристаллов. Кристаллы ограничены плоскими гранями, пересекающимися под некоторыми, определенными для данного рода кристаллов, углами. Раскалывание кристаллов легче происходит по определенным плоскостям, которые называются плоскостями спайности.

Правильность геометрической формы и анизотропия кристаллов обычно не проявляются по той причине, что кристаллические тела встречаются, как правило, в виде **поликристаллов**, то есть в виде множества сросшихся между собой, беспорядочно ориентированных мелких кристаллов. В поликристаллах анизотропия наблюдается только в пределах каждого отдельно взятого кристаллика. Тело же в целом вследствие беспорядочной ориентации кристалликов анизотропии не обнаруживает. Создав специальные условия кристаллизации из расплава или раствора, можно получить большие одиночные кристаллы – **монокристаллы** любого вещества. Монокристаллы некоторых минералов встречаются в природе в естественном состоянии.

Аморфные тела (стекло, вар и др.) представляют собой переохлажденные жидкости и не обладают четко выраженными свойствами кристаллов, т.е. являются изотропными.

41.1 Дефекты в кристаллах

В данной части курса мы будем рассматривать кристаллические вещества. Неограниченный кристалл, построенный из ядер и электронов, находящийся при температуре абсолютного нуля в возможном наинизшем энергетическом состоянии, является абсолютно упорядоченным, математически идеальным. Всякое отклонение от этого однозначно заданного идеального состояния называют **дефектом**. Все неограниченное множество дефектов можно условно поделить на макродефекты и микродефекты. Макроскопическим нарушением структуры решетки являются границы кристалла, трещины, поры, инородные включения, царапины и т. д. Микродефектами являются инородные атомы, отдельные атомы, занимающие нерегулярные положения в решетке: домены (области спонтанной электризации или намагничивания), а также всевозможные элементарные возбуждения в кристалле. Микродефекты делят на точечные и



линейные.
Точечный дефект – это нарушение кристаллической структуры, размеры которого во всех трех измерениях сравнимы с одним или несколькими (немногими) межуатомными расстояниями. Простейшие точечные дефекты кристалла (см. рис. 41.1): **вакансии** – отсутствие атома или иона в узле решетки (пустой квадрат, обозначенный буквой *B*); **внедренные атомы** – атомы (свои или чужие), располагающиеся на незаконном месте между узлами решетки (*C* и *D*); **атомы замещения** – атомы (*A*), замещающие частицы основного вещества

Рисунок 41.1

в узлах решетки (атомы примеси).

Атомы примеси присутствуют в кристалле всегда. Проблема синтеза кристаллов с заданными свойствами зависит в основном от чистоты исходных материалов и от создания таких условий выращивания кристалла, при которых невозможно его загрязнение примесями из окружающей среды. В то же время, вводя примеси, можно по желанию изменять свойства кристалла. Введение нужной примеси в этом случае строго контролируется.

Линейный дефект это нарушение правильности структуры вдоль линии (не обязательно прямой). Поперечные размеры линейного дефекта не превышают одного или нескольких межуатомных расстояний, а длина может достигать размеров кристалла. Устойчивыми, стабильными в кристалле являются **дислокации**. Дислокации нарушают правильное чередование кристаллических плоскостей.

Реальный кристалл обладает всеми перечисленными дефектами и его свойства в связи с этим должны существенно отличаться от свойств идеализированных кристаллов. Дефекты структуры оказывают сильное влияние (как по-

ложительное, так и отрицательное) на многие свойства твердых тел. К ним относятся прочность, электропроводность, оптические свойства и т. д. Эти свойства получили название структурно чувствительных. Другая группа свойств – плотность, модули упругости, удельная теплоемкость, диэлектрическая проницаемость и др. – слабо зависит от несовершенства структуры. Их называют структурно нечувствительными (независимыми) свойствами.

41.2 Энергетические зоны в кристаллах

Рассмотрим воображаемый процесс объединения атомов в кристалл. Пусть первоначально имеется N изолированных атомов какого-либо вещества. Пока атомы изолированы друг от друга, они имеют полностью совпадающие схемы энергетических уровней (рис. 41.2, правая часть). Заполнение уровней электронами осуществляется в каждом атоме независимо от заполнения аналогичных уровней в других атомах. По мере сближения атомов между ними возникает все усиливающееся взаимодействие, которое приводит к изменению положения уровней. Вместо одного одинакового для всех N атомов уровня возникает N очень близко расположенных энергетических уровней, образующих зону.

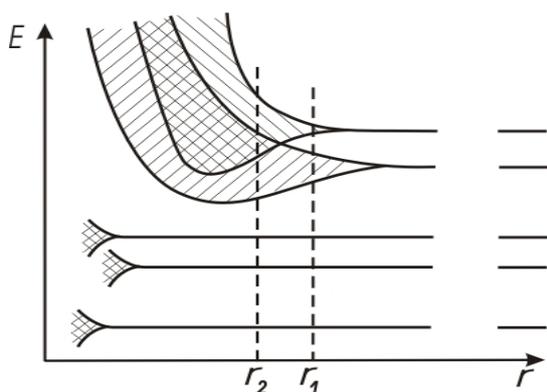


Рисунок 41.2

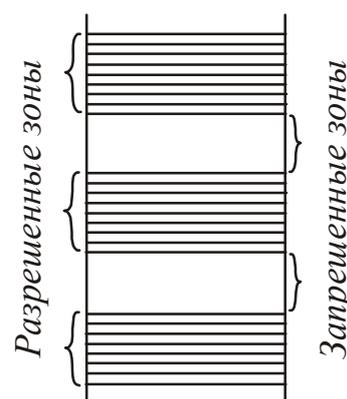


Рисунок 41.3

Энергетическая зона – это область допустимых значений энергии электронов в кристалле, состоящая из большого, но конечного числа очень близко расположенных уровней энергии. Соседние энергетические уровни в зоне отстоят друг от друга приблизительно на 10^{-22} эВ. Величина расщепления для разных уровней не одинакова. Сильнее возмущаются уровни, заполненные в атоме внешними электронами. Уровни, заполненные внутренними электронами, возмущаются мало. На рис. 41.2 (левая часть) показано расщепление уровней в зависимости от расстояния r между атомами. Видно, что возникающее в кристалле расщепление уровней, занятых внутренними электронами, очень мало. Заметно расщепляются лишь уровни, занимаемые валентными электронами. Такому же расщеплению подвергаются и более высокие уровни, не занятые электронами в основном состоянии атома.

Расщепление уровней зависит от конкретных свойств атомов. Если равновесие между соседними атомами наступает при расстоянии r_1 (см. рис. 41.2), то между разрешенными зонами образуются запрещенные зоны (рис. 41.3).

Запрещенная зона – это интервал значений энергии, которые электроны принимать не могут.

Если равновесие между соседними атомами наступает при расстоянии r_2 (см. рис. 41.2), то соседние уровни перекрываются. Число уровней в такой слившейся зоне равно сумме уровней, на которые расщепляются уровни отдельных атомов.

Разрешенные энергетические зоны в кристаллах могут быть по-разному заполнены электронами. Как правило, энергетические зоны внутренних оболочек заполнены полностью, поэтому электрические свойства твердых тел объяс-



Рисунок 41.4

няются различным заполнением двух верхних разрешенных зон и шириной запрещенной зоны. Энергетическая зона, заполненная валентными электронами, называется **валентной** (рис. 41.4). Ближайшая к ней энергетическая зона, не заполненная электронами, называется **зоной проводимости**. Между валентной зоной и зоной проводимости находится запрещенная зона. ΔE – ширина запрещенной зоны: $\Delta E = E_c - E_v$; E_c – дно зоны проводимости, E_v – потолок валентной зоны.

Электроны в твердых телах могут переходить из одной разрешенной зоны в другую. Для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости необходимо затратить энергию, равную ширине запрещенной зоны, расположенной между ними (энергию порядка нескольких эВ). Для внутризонных переходов достаточно сообщить энергию порядка 10^{-22} эВ. Например, электроны в металле приобретают эту энергию под действием электрического поля при обычных разностях потенциалов. Тепловым электронам можно сообщить различную энергию, достаточную как для внутризонных, так и для межзонных переходов.

Существование энергетических зон позволяет объяснить с единой точки зрения деление твердых тел на проводники, полупроводники и диэлектрики (изоляторы). В зависимости от степени заполнения валентной зоны электронами и ширины запрещенной зоны возможны три случая, изображенные на рис. 41.5.

На рисунке 41.5 а электроны заполняют валентную зону не полностью. Поэтому достаточно сообщить электронам, находящимся на верхних уровнях, совсем небольшую энергию ($\sim 10^{-22}$ эВ) для того, чтобы перевести их на более высокие уровни. Энергия теплового движения составляет при 1 К величину порядка 10^{-4} эВ, а при комнатных температурах – 0,026 эВ. Следовательно, при температурах, отличных от абсолютного нуля, часть электронов переводится на более высокие уровни. Дополнительная энергия, вызванная действием на электрон электрического поля, также оказывается достаточной для перевода элек-

трона на более высокие уровни. Таким образом, кристалл с подобной схемой энергетических уровней будет представлять собой проводник (металл).

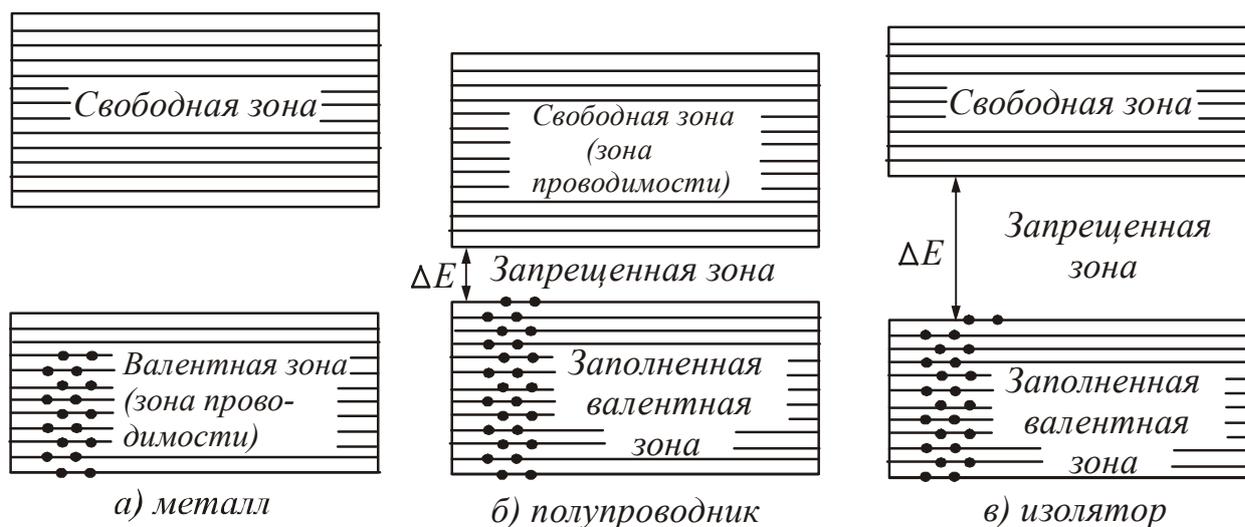


Рисунок 41.5

На рисунках 41.5 б и 41.5 в уровни валентной зоны при $T=0$ К полностью заняты электронами – зона заполнена. Для того, чтобы увеличить энергию электрона, необходимо сообщить ему количество энергии не меньшее, чем ширина ΔE запрещенной зоны. Электрическое поле сообщить электрону такую энергию не в состоянии. При этих условиях, электрические свойства кристалла определяются шириной ΔE запрещенной зоны. Если она невелика ($\Delta E < 3$ эВ), то энергия теплового движения атомов решетки оказывается достаточной для того, чтобы перевести часть электронов в свободную верхнюю зону. Эти электроны будут находиться в условиях, аналогичных тем, в которых находятся валентные электроны в металле. Свободная зона окажется для них зоной проводимости. В оставленном электроном месте возникает избыток положительного заряда – «дырка». **Дырка** – это квазичастица, которой приписывают единичный положительный заряд. Она возникает при нарушении ковалентных связей в атоме кристалла полупроводника, когда какой-либо валентный электрон одного из атомов покидает свое место. Вещество с таким типом проводимости является полупроводником.

Если ширина запрещенной зоны велика ($\Delta E > 3$ эВ), тепловое движение не сможет забросить в свободную зону заметное число электронов. В этом случае кристалл оказывается диэлектриком (изолятором).

§42 Электрические свойства твердых тел

Все твердые тела по их способности пропускать электрический ток делят на проводники, полупроводники и диэлектрики. Типичными проводниками являются металлы, типичными диэлектриками – ионные кристаллы. Полупроводники – это широкий класс веществ с ковалентным типом связи.

Способность вещества проводить электрический ток характеризуется удельной проводимостью σ или удельным сопротивлением ρ (см. т. 1, гл. «Постоянный электрический ток»). Их величина определяется химической природой

дой вещества и температурой, при которой находится вещество. Удельное сопротивление связано с удельной проводимостью соотношением:

$$\rho = \frac{1}{\sigma}. \quad (42.1)$$

Приблизительные интервалы значений ρ , которые имеют металлы, полупроводники и диэлектрики, представлены на рис. 42.1 и в таблице 42.1.

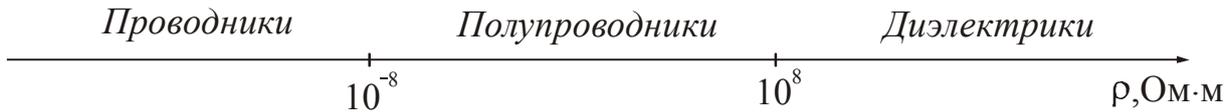


Рисунок 42.1

Таблица 42.1. Удельное сопротивление электротехнических материалов различных классов при 20°C и постоянном напряжении

Класс материала	ρ , Ом·м	Знак α_ρ , в широком интервале температур	Тип проводимости
Проводники	$10^{-8} \div 10^{-5}$	положительный	Электронная
Полупроводники	$10^{-6} \div 10^{+8}$	отрицательный	Электронно-дырочная
Диэлектрики	$10^{+8} \div 10^{16}$	отрицательный	Ионная и электронная

Электрический ток возникает под действием внешнего электрического поля, поэтому электрические свойства описывают графиком зависимости силы тока от приложенного напряжения. Его называют вольт-амперной характеристикой (ВАХ). У металлов зависимость силы тока от приложенного напряжения представляет собой прямую линию (рис. 42.2).

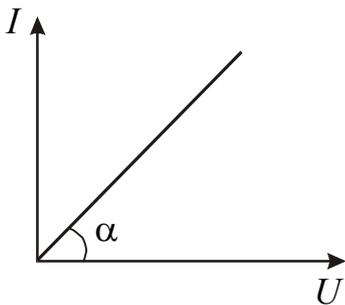


Рисунок 42.2

Электрический ток может быть распределен по поверхности, через которую он течет, неравномерно. Более детально ток характеризуют с помощью вектора плотности тока \vec{j} . Значение плотности тока зависит от величины напряженности E электрического поля в данной точке.

Зависимость $j = f(E)$ также называется вольтамперной характеристикой.

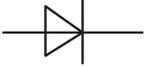
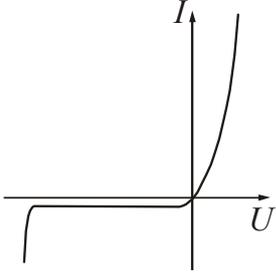
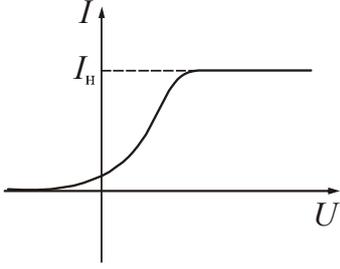
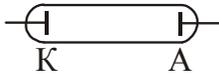
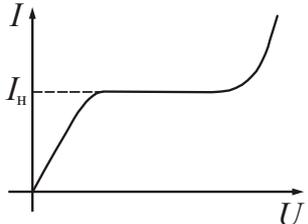
У металлов зависимость плотности тока от напряженности электрического поля также представляет собой прямую линию, так как выполняется условие

$$j = \sigma E. \quad (42.2)$$

Это закон Ома, записанный в дифференциальной форме (см. т. 1, гл. «Постоянный электрический ток»).

Вольтамперная характеристика полупроводниковых и вакуумных диодов, а также других устройств может иметь более сложный вид (см. табл. 42.2).

Таблица 42.2 Примеры вольтамперных характеристик

<p>Полупроводниковый диод</p>		
<p>Вакуумный диод</p>		
<p>Газоразрядная трубка</p>		

42.1 Электропроводность металлов

Соответствующий квантово-механический расчет дает, что в случае идеальной кристаллической решетки электроны проводимости не испытывали бы при своем движении никакого сопротивления и электропроводность металлов была бы бесконечно большой. Однако кристаллическая решетка никогда не бывает совершенной. Нарушения строгой периодичности решетки бывают обусловлены наличием примесей или вакансий, дислокаций, а также тепловыми колебаниями решетки. Рассеяние электронов проводимости на тепловых колебаниях кристаллической решетки и атомах примеси приводит к возникновению электрического сопротивления металлов. Чем чище металл и чем ниже температура, тем меньше это сопротивление.

Для большинства металлов при температурах, близких к комнатной, удельное сопротивление линейно меняется с температурой:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (42.3)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление при 0°C , t – температура в $^\circ\text{C}$, α – температурный коэффициент сопротивления. Для чистых металлов в твердом состоянии $\alpha \approx 0,004 \text{ K}^{-1}$.

У большой группы металлов и сплавов при температуре порядка несколько кельвин сопротивление скачком обращается в нуль (рис. 42.3). Это явление обнаружено в 1911 году для ртути и названо **сверхпроводимостью**. Температу-

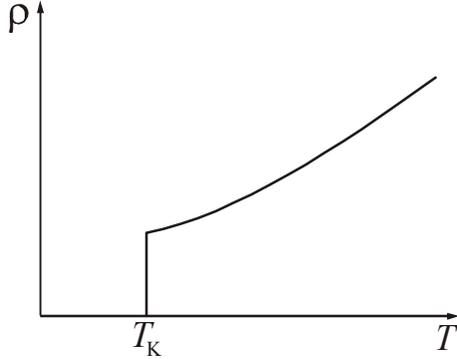


Рисунок 42.3

ра T_K , при охлаждении до которой совершается переход в сверхпроводящее состояние, называется температурой сверхпроводящего перехода. В дальнейшем были обнаружены и другие материалы, способные переходить в сверхпроводящее состояние (тантал, свинец, ниобий, а также сплавы: галлид ниобия Nb_3Ga , галлид ванадия V_3Ga и др.). Эти материалы получили название сверхпроводников. Температуры сверхпроводящих переходов лежат в интервале от 1,2 К до 18 К.

Сверхпроводимость представляет собой явление, в котором квантово-механические эффекты обнаруживаются не в микроскопических, а в крупных, макроскопических масштабах. Теория сверхпроводимости была создана Дж. Бардиным*, Л. Купером* и Дж. Шриффером* в 1957 году. Она является очень сложной, поэтому мы ее рассматривать не будем.

Зависимость электрического сопротивления от температуры положена в основу работы термометров сопротивления. Такой термометр представляет собой металлическую проволоку (обычно платиновую), намотанную на фарфоровый или слюдяной каркас. Проградуированный по постоянным температурным точкам термометр сопротивления позволяет измерять с точностью порядка нескольких сотых ($\sim 0,05^\circ\text{C}$) градуса как низкие, так и высокие (до 600°C) температуры. В последнее время все большее применение находят термометры сопротивления из полупроводников.

42.2 Электропроводность полупроводников

Полупроводниками являются кристаллические вещества, у которых валентная зона полностью заполнена электронами, а ширина запрещенной зоны невелика ($\Delta E < 3 \text{ эВ}$). Свое название они получили потому, что по величине электропроводности занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками (см. рис. 42.1 и табл. 42.1). Характерной особенностью полупроводников, отличающих их от металлов, является уменьшение их сопротивления с ростом температуры.

Различают полупроводники с собственной и примесной проводимостью. Собственной проводимостью обладают химически чистые полупроводники. Электрические свойства примесных полупроводников определяются искусственно вводимыми в них примесями.

*Бардин Джон (1908–1991), Купер Леон (родился в 1930 г.), Шриффер Джон Роберт (родился в 1931 г), американские физики, лауреаты Нобелевской премии 1972 г.

42.2.1 Собственная проводимость полупроводников

Типичными полупроводниками являются элементы четвертой группы периодической системы Менделеева – германий и кремний. Они образуют решетку типа алмаза, в которой каждый атом связан ковалентными (парно-электронными) связями с четырьмя равноотстоящими от него соседями. Условно

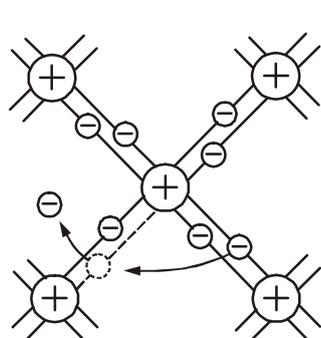


Рисунок 42.4

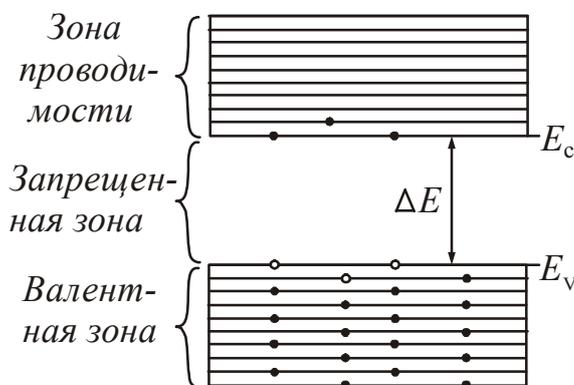


Рисунок 42.5

но такое взаимное расположение атомов можно представить в виде плоской структуры, изображенной на рис. 42.4. Кружки со знаком «+» обозначают положительно заряженные атомные остатки (т.е. ту часть атома, которая остается после уда-

ления валентных электронов), кружки со знаком «-» – валентные электроны, двойные линии – ковалентные связи.

При температуре порядка $T \approx 250 \div 300$ К тепловое движение может разорвать отдельные пары, освободив один электрон. Покинутое электроном место перестает быть нейтральным, в его окрестности возникает избыточный положительный заряд $+e$ – образуется дырка (на рис. 42.4 – пунктирный кружок). На это место может перескочить соседний электрон. В результате дырка начинает также странствовать по кристаллу, как и освободившийся электрон.

Если внешнее электрическое поле отсутствует, то электроны проводимости и дырки движутся хаотически. При включении поля на хаотическое движение накладывается упорядоченное движение: электронов против поля и дырок – в направлении поля. Оба движения – и дырок, и электронов – приводят к переносу заряда вдоль кристалла. Следовательно, собственная электропроводность обуславливается носителями заряда двух знаков – отрицательными электронами и положительными дырками.

С точки зрения зонной теории твердых тел собственная проводимость возникает в результате перехода электронов с верхних уровней валентной зоны в зону проводимости (см. рис. 42.5) При этом в зоне проводимости появляется некоторое число носителей тока – электронов, занимающих уровни вблизи дна зоны. Одновременно в валентной зоне освобождается такое же число мест на верхних уровнях, в результате чего появляются дырки.

У собственных полупроводников количество электронов, перешедших в зону проводимости, будет равно количеству образовавшихся дырок в валентной зоне. Удельная проводимость σ пропорциональна концентрации носителей тока и их подвижности:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (42.4)$$

где n и p – концентрации электронов и дырок соответственно;

μ_n – подвижность электронов проводимости,

μ_p – подвижность дырок.

Подвижность – отношение средней скорости v направленного движения носителей тока к напряженности E электрического поля, вызвавшего это движение.

Для собственных полупроводников концентрация электронов равна концентрации дырок ($n = p$), поэтому

$$\sigma = en(\mu_n + \mu_p), \quad (42.5)$$

Электропроводность собственных полупроводников быстро растет с температурой T , изменяясь по закону

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (42.6)$$

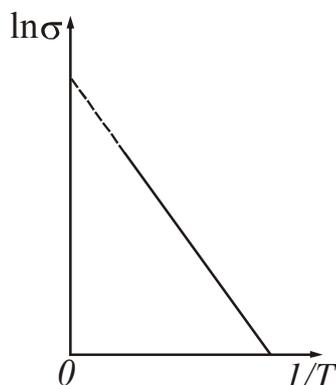


Рисунок 42.6

где ΔE – ширина запрещенной зоны;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана;

σ_0 – величина, определяемая свойствами конкретного материала, слабо изменяющаяся с температурой. Её можно считать константой для данного полупроводника.

Прологарифмировав соотношение (42.6), получим

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E}{2kT}, \quad (42.7)$$

т.е. зависимость $\ln \sigma$ от $1/T$ является линейной. График зависимости $\ln \sigma$ от $1/T$ для собственных полупроводников изображен на рис. 42.6.

Сопротивление полупроводников в широком интервале температур изменяется по закону:

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (42.8)$$

где R_0 – величина, определяемая свойствами конкретного материала, слабо изменяющаяся с температурой. Её можно считать константой для данного полупроводника (нельзя говорить, что это начальное сопротивление или сопротивление при нуле температуры). График зависимости температуры от сопротивления $R = f(T)$, представлен на рис. 42.7.

Изменение сопротивления полупроводника с изменением температуры характеризуют температурным коэффициентом сопротивления. Температурный коэффициент сопротивления – это величина

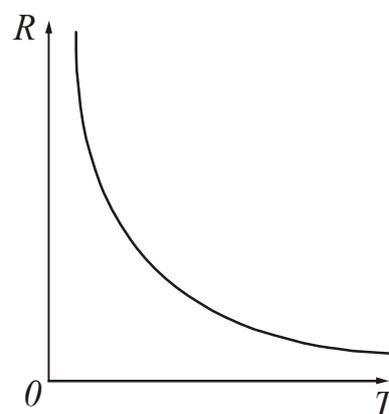


Рисунок 42.7

на, численно равная относительному изменению сопротивления проводника при изменении его температуры на 1 К:

$$\alpha_T = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}. \quad (42.9)$$

Для собственных полупроводников из (42.8) и (42.9) можно получить:

$$\alpha_T = -\frac{\Delta E}{2kT^2}. \quad (42.10)$$

Из (42.10) следует, что для собственных полупроводников $\alpha_T < 0$ и убывает по модулю с возрастанием температуры.

42.2.2 Примесная проводимость полупроводников

Примесная проводимость возникает, если некоторые атомы данного полупроводника заменить в узлах кристаллической решетки атомами, валентность которых отличается на единицу от валентности основных атомов. На рис. 42.8 а условно изображена решетка германия с примесью пентавалентных атомов фосфора. Для образования ковалентных связей с соседями атому фосфора достаточно четырех электронов. Следовательно, пятый валентный электрон оказывается как бы лишним и легко отщепляется от атома за счет энергии теплового движения, образуя странствующий свободный электрон.

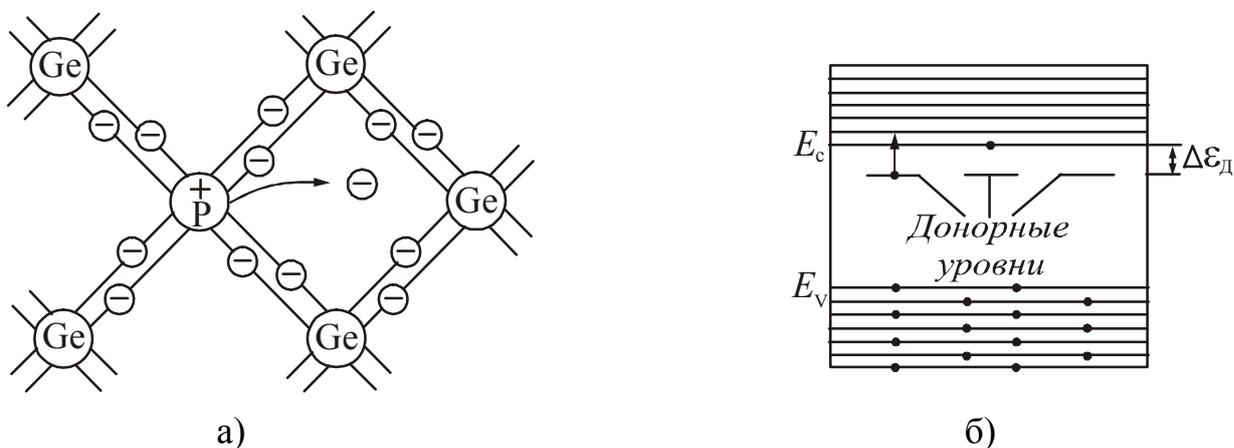


Рисунок 42.8

В отличие от собственного в примесном полупроводнике образование свободного электрона не сопровождается нарушением ковалентных связей, т. е. образованием дырки. В окрестности атома примеси возникает избыточный положительный заряд, но он связан с этим атомом и не может перемещаться по решетке. Благодаря этому заряду атом примеси может захватить приближившийся к нему электрон, но связь захваченного электрона с атомом будет непрочной и легко нарушается вновь за счет тепловых колебаний решетки.

Таким образом, в полупроводнике с примесью, валентность которой на единицу больше валентности основных атомов, имеется только один вид носителей тока – электроны. Соответственно говорят, что такой полупроводник об-

ладает электронной проводимостью или является полупроводником n -типа (от слова *negative* – отрицательный). Атомы примеси, поставляющие электроны проводимости, называются **донорами**.

Примеси искажают поле решетки. Это приводит к возникновению на энергетической схеме примесных уровней, расположенных в запрещенной зоне кристалла. В случае полупроводников n -типа примесные уровни называются донорными (рис. 42.8 б). На схеме $\Delta\varepsilon_d$ – разность энергий донорного уровня и дна зоны проводимости (энергия активации донорных примесей).

Если энергия активации гораздо меньше, чем ширина запрещенной зоны ($\Delta\varepsilon_d \ll \Delta E$), то энергии теплового движения даже при низких температурах оказывается достаточно для того, чтобы перевести электрон с донорного уровня в зону проводимости (рис. 42.8 б). Этому процессу соответствует отщепление пятого валентного электрона от атома примеси.

Рассмотрим случай, когда валентность примеси на единицу меньше валентности основных атомов. На рис. 42.9 а условно изображена решетка кремния с примесью трехвалентных атомов бора.

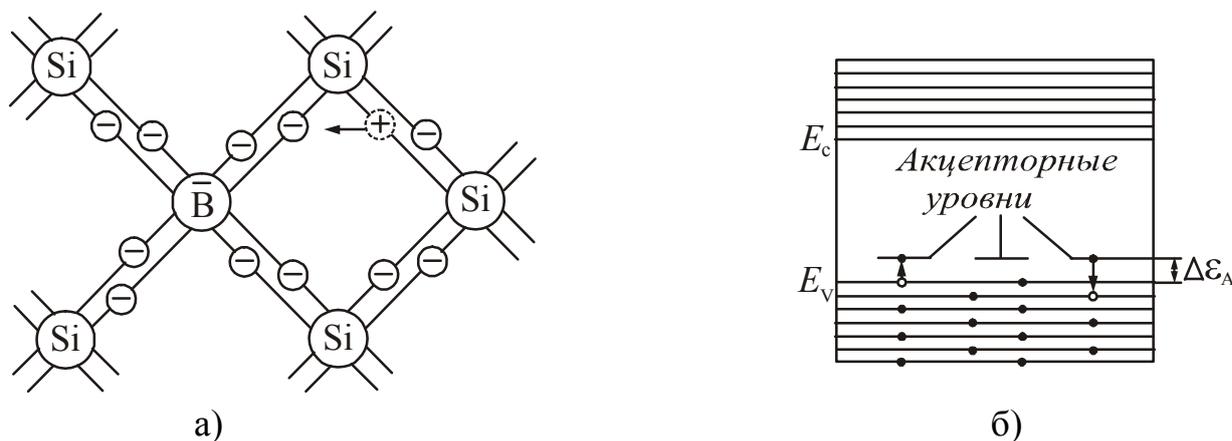


Рисунок 42.9

Трех валентных электронов атома бора недостаточно для образования связей со всеми четырьмя соседями. Поэтому одна из связей окажется не укомплектованной, и будет представлять собой место, способное захватить электрон. При переходе на это место электрона в одной из соседних пар возникает дырка, которая будет кочевать по кристаллу. Вблизи атома примеси возникает избыточный отрицательный заряд, но он будет связан с данным атомом и не может стать носителем тока.

Таким образом, в полупроводнике с примесью, валентность которой на единицу меньше валентности основных атомов, возникают носители только одного вида – дырки. Проводимость в этом случае называется дырочной, а о полупроводнике говорят, что он относится к p -типу (от слова *positive* – положительный). Примеси, вызывающие возникновение дырок, называются **акцепторными**.

На энергетической диаграмме возникают примесные уровни, которые называются акцепторными (рис. 42.9 б). На схеме $\Delta\varepsilon_A$ – разность энергий потолка валентной зоны и акцепторного уровня (энергия активации акцепторных

примесей). Акцепторные уровни оказывают существенное влияние на электрические свойства кристалла в том случае, если они расположены недалеко от потолка валентной зоны, т.е. если $\Delta\varepsilon_A \ll \Delta E$ (рис. 42.9 б). Образованию дырки соответствует переход электрона из валентной зоны на акцепторный уровень.

Электронный характер проводимости полупроводников n -типа и дырочной характер проводимости полупроводников p -типа подтверждается экспериментально при исследовании эффекта Холла. Наблюдаемый знак холловской разности потенциалов совпадает со знаком носителей тока.

При повышении температуры концентрация примесных носителей тока быстро достигает насыщения. Это значит, что практически освобождаются все донорные уровни. Температура, при которой достигается насыщение, называется температурой истощения примесей (T_s). По мере роста температуры все в большей степени начинает сказываться собственная проводимость полупроводника, обусловленная переходом электронов непосредственно из валентной зоны в зону проводимости. Эта температура называется температурой перехода к собственной проводимости T_i . Таким образом, электропроводность примесного полупроводника в широком интервале температур складывается из примесной и собственной. При низких температурах преобладает примесная, а при высоких – собственная проводимость.

Электропроводность примесного полупроводника может быть выражена соотношением

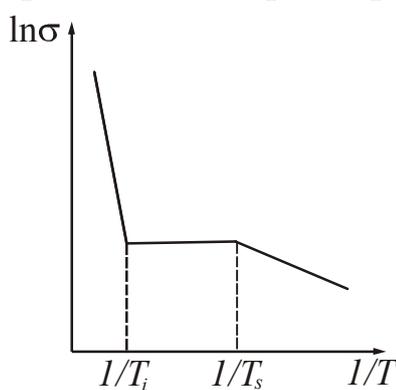
$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} + \sigma_{\text{прим}} e^{-\frac{\Delta\varepsilon_{\text{прим}}}{2kT}}, \quad (42.11)$$

где $\Delta\varepsilon_{\text{прим}}$ – энергия активации примеси;

$\sigma_{\text{прим}}$ – константа, определяемая типом примеси.

Первое слагаемое соответствует собственной проводимости, а второе – примесной. Схематично, график зависимости $\ln \sigma$ от $1/T$ имеет вид, представленный на рис. 42.10. По наклону линейных участков можно определять ширину запрещенной зоны ΔE и энергию активации примесей $\Delta\varepsilon_{\text{прим}}$.

В заключение обратим внимание на очень существенное отличие поведения носителей тока в полупроводниках от свойств электронов в металлах. Квантовая теория привела к выводу о том, что в металлах концентрация электронов и их энергия практически не зависят от температуры. Этот вывод подтвержден экспериментально и означает, что числом носителей тока в металлах практически нельзя управлять.



В полупроводниках, при любом характере их проводимости, число носителей тока значительно меньше, чем в металлах. Но концентрация носителей тока в полупроводниках и их энергия сильно зависят от температуры и возрастают при ее повышении. Это создает возможность управления числом носителей тока и их энергией в полупроводниковых устройствах.

Рисунок 42.10

Глава 9. Контактные и термоэлектрические явления

§43 Электронно-дырочный переход. Полупроводниковый диод

Область монокристаллического полупроводника, в которой происходит смена проводимости с электронной на дырочную (или наоборот), называется электронно-дырочным переходом (*p-n*-переходом). Такой *p-n*-переход образу-

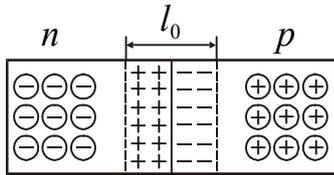


Рисунок 43.1

ется в кристалле полупроводника, если в нем с помощью соответствующих примесей будут созданы участки с различной (*n* и *p*) проводимостью. Так, если при выращивании монокристалла германия в расплав вводить необходимые примеси, то получается монокристалл, в котором имеются последовательно расположенные области с различными типами проводимости.

На границе двух полупроводников с различным типом проводимости образуется двойной контактный слой. Электроны из *n*-полупроводника диффундируют в дырочный полупроводник *p*. Это приводит к обеднению электронами *n*-полупроводника вблизи границы и к образованию избыточного положительного заряда в *n*-кристалле, связанного с атомами донорной примеси. Диффузия дырок из *p*-полупроводника будет происходить в противоположном направлении и усилит образование избыточных отрицательных электрических зарядов на границе электронно-дырочного перехода, связанных с атомами акцепторной примеси. Таким образом, создается двойной электрический слой толщины l_0 , который препятствует переходу электронов и дырок через границу раздела двух полупроводников (рис. 43.1) и, поэтому, называется *запирающим*. Запирающий слой имеет повышенное сопротивление, и преодолеть его основные носители могут лишь при температуре порядка тысяч градусов.

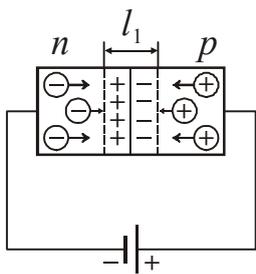


Рисунок 43.2

Действие внешнего электрического поля существенным образом влияет на сопротивление запирающего слоя. Подадим на *p-n*-переход внешнее напряжение такого направления, чтобы плюс был подключен к *p*-области, а минус – к *n*-области (рис. 43.2). Такое включение называется *прямым*. Тогда под действием электрического поля электроны в *n*-полупроводнике будут перемещаться к границе раздела полупроводников. Дырки в *p*-полупроводнике под действием того же поля будут двигаться навстречу

электронам также к этой границе. При таком пропускном (прямом) направлении тока в полупроводнике толщина запирающего слоя будет непрерывно уменьшаться. Электроны, переходя границу, «заполняют» дырки, т.е. в пограничном слое происходит рекомбинация электронов с дырками. Граница *p-n*-перехода не будет представлять сопротивления для тока, вызываемого внешним напряжением. Это напряжение необходимо только для того, чтобы поддерживать встречное движение электронов и дырок.

Изменим полярность подключения, т.е. приложим к p - n -переходу напряжение такого направления, чтобы плюс был подключен к n -области, а минус – к p -области (рис. 43.3). Такое включение называется **обратным**. Дырки в p -полупроводнике и электроны в n -полупроводнике будут перемещаться от границы раздела в противоположные стороны. В этом случае будет увеличиваться размер запирающего слоя, в котором концентрация подвижных носителей тока – электронов и дырок – будет значительно меньше, чем в остальном объеме полупроводника. В области, обедненной подвижными зарядами, возрастает двойной электрический слой неподвижных зарядов противоположного знака (рис. 43.3).

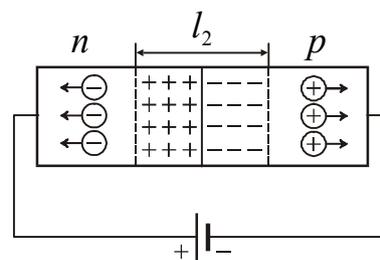


Рисунок 43.3

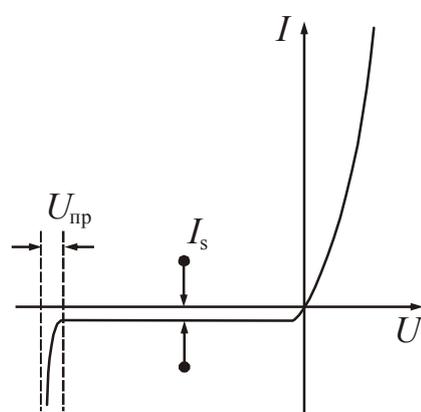


Рисунок 43.4

Чем больше будет приложенное запирающее напряжение, тем толще двойной слой, обедненный подвижными носителями тока, и, вследствие этого, тем больше сопротивление такого слоя. При достаточном обратном напряжении запирающий слой представляет собой практически изолятор, в котором отсутствуют подвижные носители тока.

На рис. 43.4 представлена вольт-амперная характеристика p - n -перехода. Небольшой обратный ток I_s обусловлен неосновными носителями (см. левую ветвь рис. 43.4). Заметим, что p - n -переход может выдерживать обратное напряжение до определенного предела $U_{пр}$, после чего наступает пробой, аналогичный пробую диэлектрика.

Из сказанного выше следует, что p - n -переход обладает свойством **односторонней проводимости**. Способность p - n -перехода пропускать ток в одном направлении и не пропускать или почти не пропускать его в противоположном направлении используется в приборах, называемых **полупроводниковыми диодами**. Это свойство диода характеризуется **коэффициентом выпрямления**

$$\alpha = \frac{I_{пр}}{I_{обр}} \Big|_{|U|=\text{const}}, \quad (43.1)$$

т.е. отношением прямого $I_{пр}$ и обратного $I_{обр}$ токов, измеренных при одинаковых по величине прямом и обратном напряжении. Обычно коэффициент выпрямления составляет величину в несколько сотен единиц, но может достигать и больших значений ($10^5 \div 10^6$).

Достоинством полупроводникового диода являются малые размеры и масса, длительный срок службы, высокая механическая прочность, высокий коэффициент полезного действия, а недостатком – зависимость их параметров от температуры.

§44 Внутренний фотоэффект

Появление носителей тока в полупроводниках может быть вызвано поглощением света. Если энергия кванта $h\nu$ превышает ширину запрещенной зоны, т.е. $h\nu \geq \Delta E$, то электрон, поглотивший квант, переходит из валентной зоны в зону проводимости (рис. 44.1). В результате появляется дополнительная пара носителей тока – электрон и дырка, что проявляется в увеличении электропроводности вещества. Проводимость, обусловленная появлением этих электронов или дырок, называется **фотопроводимостью**. Явление перераспределения электронов по энергетическим уровням под действием света называется **внут-**

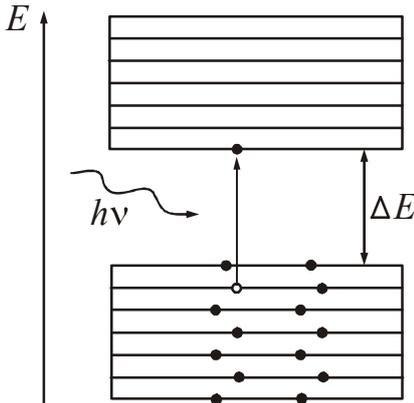


Рисунок 44.1

ренным фотоэффектом (в отличие от внешнего фотоэффекта при этом они не покидают вещество).

Таким образом, под действием электромагнитного излучения происходит генерация дополнительных носителей тока в полупроводнике. При увеличении освещенности электрическое сопротивление полупроводниковых материалов уменьшается (за счет увеличения концентрации носителей).

Приборы, в которых используется свойство полупроводниковых кристаллов изменять свое электрическое сопротивление при освещении светом, называются **фоторезисторами**.

Фотосопротивление (фоторезистор) – двухэлектродный полупроводниковый фотоэлемент, который изменяет свою электропроводность в зависимости от интенсивности и спектрального состава падающего света.

Принцип устройства фоторезистора показан на рис. 44.2. На диэлектрическую пластину 1 наносится тонкий слой полупроводника 2 с контактами 3 по краям. Затем полупроводник помещают в защитный корпус, который оборудован «окном» для проникновения света.

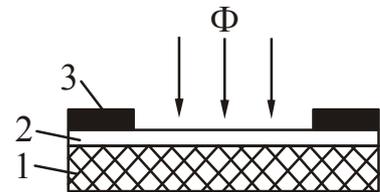


Рисунок 44.2

В качестве полупроводниковых материалов используют Se, Te, Ge, W_3S_4 , PbS, PbSe и т. д., в зависимости от спектрального состава излучения, направляемого на фоторезистор.

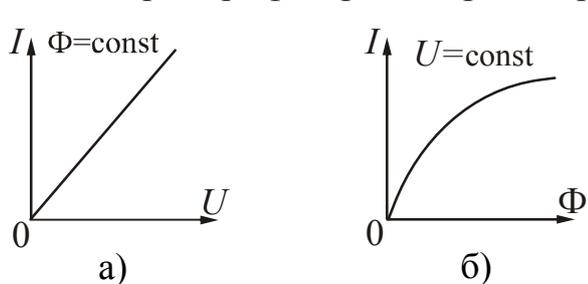


Рисунок 44.3

Так, например, фоторезистор из сернистого чугуна чувствителен к инфракрасному излучению, из сернистого висмута – к лучам на границе между видимым и инфракрасным излучением, сернистого кадмия – к видимому излучению.

Фоторезисторы имеют линейную вольтамперную (рис. 44.3 а) и нелинейную люксамперную характеристики (рис. 44.3 б). Вольтамперная характеристика – зависимость фототока от приложенного

напряжения – снимается при неизменном световом потоке. Люксамперная – зависимость фототока от светового потока – при неизменном напряжении.

Основными характеристиками фоторезисторов являются темновое сопротивление R_T и удельная чувствительность K .

Темновое сопротивление R_T – сопротивление фоторезистора при отсутствии облучения. Оно составляет величину порядка $10^4 - 10^7$ Ом.

Удельная чувствительность – отношение фототока I_Φ к произведению величины падающего на фоторезистор светового потока Φ на приложенное напряжение U :

$$K = \frac{I_\Phi}{\Phi U}. \quad (44.1)$$

Обычно удельная чувствительность составляет несколько сотен или тысяч микроампер на вольт-люмен.

Значительная зависимость сопротивления от температуры, характерная для полупроводников, является недостатком фоторезисторов. Существенным недостатком также считается их большая инерционность, которая объясняется довольно большим временем рекомбинации электронов и дырок после прекращения облучения. Тем не менее, фоторезисторы широко применяются в различных схемах автоматики. Фоторезисторы применяют как детекторы излучения в системах автоматического регулирования, фототелеграфии, в фотоэлектрических пирометрах, а также в схемах измерения прозрачности жидкости и газа (дымномеры, колориметры), для измерения качества поверхности (шероховатости, блеклости), контроля размеров деталей, линейных размеров и т.д.

Они позволяют управлять на расстоянии процессами производства, автоматически отличать нарушения нормального хода процесса и останавливать в этих случаях процесс. При нарушениях хода процесса изменяется поток света, попадающего на фотоэлемент, и создается ток, выключающий весь процесс.

Количество образующихся носителей тока пропорционально падающему световому потоку, поэтому фоторезисторы применяют в фотометрии для измерения освещенности.

§45 Термоэлектрические явления

Между тепловыми и электрическими процессами в металлах и полупроводниках имеется взаимосвязь, которая обуславливает явления, называемые термоэлектрическими. К их числу относятся явление Зеебека, явление Пельтье и явление Томсона. Эти эффекты связаны с взаимным превращением тепловой энергии в энергию электрического тока.

45.1 Явление Зеебека

Если спаи 1 и 2 двух разнородных металлов А и В, образующих замкнутую цепь (рис. 45.1), имеют неодинаковую температуру ($T_1 \neq T_2$), то в цепи течет электрический ток. Изменение знака у разности температур приводит к изменению направления тока. Это явление было открыто в 1821 году Зеебеком*.

*Зеебек Томас (1770–1831), прибалтийский физик.

Возникшая электродвижущая сила называется **термоэлектродвижущей силой** (термо-эдс). Содержащая два спая цепь называется **термопарой**. В общем случае величина термо-эдс определяется следующим образом:

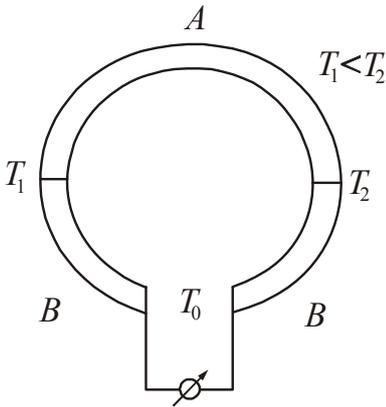


Рисунок 45.1

$$\varepsilon_{\text{термо}} = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{AB}(T) dT, \quad (45.1)$$

где $\alpha_{AB}(T)$ – удельная термо-эдс. данной пары металлов или полупроводников.

Для большинства пар металлов $\alpha_{AB}(T)$ зависит от температур спаев и имеет значения $(10^{-5} \div 10^{-4})$ В/К; для полупроводников она может оказаться значительно больше (до $1,5 \cdot 10^{-3}$ В/К).

В отдельных случаях удельная термо-эдс слабо зависит от температуры. Тогда формулу (45.1) можно приближенно представить в виде

$$\varepsilon_{\text{термо}} = \alpha_{AB}(T_2 - T_1), \quad (45.2)$$

т.е. термо-эдс пропорциональна разности температур спаев. Таким образом, в эффекте Зеебека происходит прямое преобразование тепловой энергии в энергию тока.

Термопары используют для измерения температур. Один спай термопары поддерживают при постоянной температуре (например, комнатной, или при 0°C), другой помещают в среду, температуру которой хотят измерить (рис. 45.2). При использовании термопар для точных измерений температуры лучше измерять возникающую в цепи электродвижущую силу, а не текущий в ней ток. Это связано с тем, что электродвижущая сила зависит только от рода образующих термопару металлов и температуры спаев, а сила текущего в цепи тока определяется, кроме того, сопротивлением измерительного прибора, соединительных проводов и внутренним сопротивлением спаев. Внутреннее сопротивление спаев сильно зависит от состояния спая и поэтому меняется со временем.

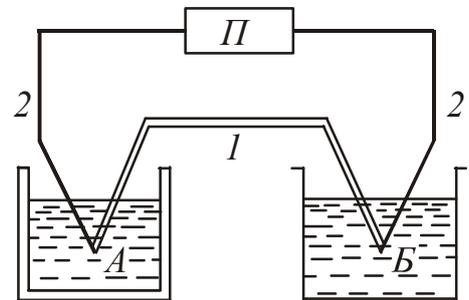


Рисунок 45.2

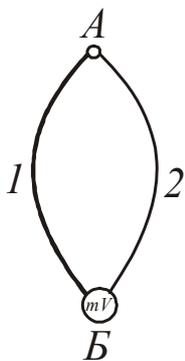


Рисунок 45.3

Для проведения быстрых измерений температуры, не требующих высокой точности, в цепь термопары включают милливольтметр по схеме, изображенной на рис. 45.3. Измерительный спай термопары приводится в контакт с телом, температуру которого надо определить. Для получения правильных результатов измерений, термопару необходимо предварительно проградуировать или использовать стандартные пары с табулированными значениями термо-эдс.

Градуировка термопары заключается в установлении зависимости величины термо-эдс от разности температур спаев.

С помощью термопар можно измерять с точностью порядка сотых долей градуса как низкие (до 0,1 К), так и высокие (до 1600 К) температуры.

В качестве источников тока термопары из металлов и их спаев не используются вследствие весьма низкого КПД (не более 0,5 %). Термопары из полупроводниковых материалов обладают гораздо бóльшим КПД (до 10%) и они уже нашли применение в качестве источников питания радиоэлектронной аппаратуры.

45.2 Явление Пельтье

Эффект Пельтье* (открыт в 1834 году) состоит в обратимом выделении дополнительного (к эффекту Джоуля – Ленца) тепла на контакте двух металлов или полупроводников при прохождении через него электрического тока. Таким образом, явление Пельтье оказывается обратным явлению Зеебека.

Опытным путем установлено, что количество выделившегося или поглощенного в спая тепла пропорционально заряду $q = It$, прошедшему через спай:

$$Q_{AB} = \Pi_{AB} q = \Pi_{AB} I t. \quad (45.3)$$

Коэффициент пропорциональности Π_{AB} называется коэффициентом Пельтье, индексы указывают, что ток течет от звена А к звену В (рис. 45.4). Из (45.3) следует, что в отличие от тепла Джоуля – Ленца ($Q = I^2 R t$), тепло Пельтье пропорционально не квадрату, а первой степени силы тока. Это означает, что при перемене направления тока Q_{AB} меняет знак, т.е. вместо выделения тепла наблюдается поглощение такого же количества тепла, т.е. $\Pi_{AB} = -\Pi_{BA}$.

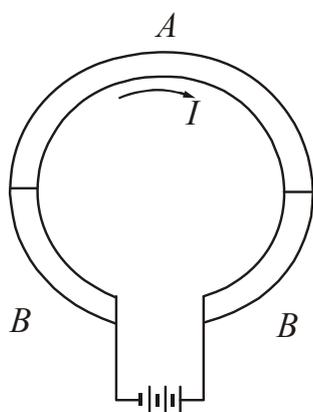


Рисунок 45.4

Из законов термодинамики вытекает, что коэффициент Пельтье и удельная термоэлектродвижущая сила связаны соотношением

$$\Pi_{AB} = \alpha_{AB} T. \quad (46.4)$$

В случае контакта двух веществ с одинаковым видом носителей тока (металл–металл, металл–полупроводник *n*-типа, два полупроводника *n*-типа, два полупроводника *p*-типа) эффект Пельтье объясняется следующим образом. Носители тока по разные стороны от спая имеют разную полную энергию. Если носители, пройдя через спай, попадают в область с меньшей энергией, то они отдают избыток энергии кристаллической решетке: спай нагревается. На другом спае носители переходят в область с большей энергией; недостающую энергию они заимствуют у решетки. Это приводит к охлаждению спая.

*Пельтье Жан Шарль (1785–1845), французский физик.

А.Ф. Иоффе* выдвинул идею использования эффекта Пельтье для создания холодильных установок. Рабочим элементом таких приборов является батарея из чередующихся полупроводников n -типа и p -типа. Спаи одного вида (соответствующие переходу от n к p) введены в охлаждаемую область, а спаи другого вида (соответствующие переходу от p к n) выведены наружу. При надлежащем направлении тока внутренние спаи поглощают тепло, понижая температуру окружающего их пространства, наружные спаи отдают тепло внешней среде. Такие холодильники имеют невысокий КПД, но находят применение в микроэлектронике.

45.3 Явление Томсона

Явление заключается в том, что при прохождении тока по однородному проводнику, вдоль которого имеется градиент (неоднородность) температуры, в проводнике выделяется тепло. Этот эффект был сначала Томсоном* теоретически предсказан, а затем уже экспериментально им обнаружен в 1856 году.

Количество тепла, выделяющегося в единицу времени в элементе проводника длины dl , равно

$$dQ = \tau I \frac{dT}{dl} dl, \quad (45.5)$$

где I – сила тока;

dT/dl – градиент температуры вдоль проводника;

τ – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом Томсона, зависящий от природы проводника.

Явление Томсона объясняется по аналогии с явлением Пельтье. Пусть ток течет в сторону возрастания температуры. Если носители тока – электроны, то они при своем движении будут переходить из мест с более высокой температурой (и, следовательно, большей средней энергией электронов), в места с более низкой температурой (и меньшей средней энергией). Избыток своей энергии электроны отдадут решетке, что приведет к выделению тепла. Если носителями тока служат дырки, то эффект будет иметь обратный знак.

*Иоффе Абрам Федорович (1880–1960), российский физик.

*Томсон Уильям (лорд Кельвин) (1824–1907), английский физик.

- **Обратите внимание!**

- **Изучив раздел «Основы физики твердого тела», студент должен ЗНАТЬ:**

Суть понятий:

Кристалл. Анизотропия. Дефекты точечные и линейные. Энергетическая зона. Валентная зона, запрещенная зона, зона проводимости. Ширина запрещенной зоны. Потолок валентной зоны. Дно зоны проводимости. Проводник, полупроводник, диэлектрик. Донор, акцептор. Дырка. Собственная и примесная проводимость. *p-n*-переход. Основные и неосновные носители тока. Прямое и обратное включение *p-n*-перехода. Фотопроводимость. Термоэдс.

Явления:

Принцип работы *p-n*-перехода. Внутренний фотоэффект. Явления Зеебека, Пельтье, Томсона.

Формулы:

Удельная электропроводность полупроводников. Зависимость сопротивления и электропроводности полупроводников от температуры. Температурный коэффициент сопротивления полупроводников. Коэффициент выпрямления диода.

Графики:

Зависимость сопротивления полупроводников от температуры. Графическое представление электропроводности примесных полупроводников. Вольт-амперная характеристика *p-n*-перехода.

Приборы и устройства:

Диод. Фоторезистор. Термопара.

ТЕСТ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ ЗНАНИЙ ПО ТЕМЕ «ОСНОВЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА»

Инструкция. Данный тест предназначен для проверки знаний по теме “*Основы физики твердого тела*”. Ответьте на вопросы. Подсчитайте количество правильных ответов, используя таблицу ответов. Если Вы дали

- 1) Больше 12 правильных ответов – уровень усвоения материала темы высокий.
- 2) 10-12 правильных ответов – уровень усвоения материала темы средний.
- 3) 7-10 правильных ответов – уровень усвоения материала темы низкий.
- 4) меньше 7 правильных ответов – Вы не усвоили учебный материал. Прочитайте конспект еще раз.

1. Какие условия с точки зрения зонной теории являются необходимыми и достаточными для появления у тел высокой электропроводности? Наличие:
 1. Свободных электронов, способных перемещаться по кристаллу.
 2. Частично заполненной зоны проводимости.
 3. Полностью заполненных зон.
 4. Связанных электронов.
 5. Запрещенных зон.
2. Какие вещества по ширине запрещенной зоны ΔE следует отнести к диэлектрикам?

1. Алмаз С ($\Delta E = 5,2$ эВ);	2. Арсенид галлия GaAs ($\Delta E = 1,43$ эВ);
3. Кремний Si ($\Delta E = 1,08$ эВ);	4. Нитрид бора ($\Delta E = 4,6$ эВ);
5. Германий Ge ($\Delta E = 0,66$ эВ).	
3. Какие вещества по ширине запрещенной зоны ΔE следует отнести к полупроводникам?

1. Алмаз С ($\Delta E = 5,2$ эВ).	2. Арсенид галлия GaAs ($\Delta E = 1,43$ эВ).
3. Кремний Si ($\Delta E = 1,08$ эВ).	4. Нитрид бора ($\Delta E = 4,6$ эВ).
5. Германий Ge ($\Delta E = 0,66$ эВ).	
4. Какие полупроводники обладают собственной проводимостью?
 1. Полупроводники, содержащие акцепторные примеси.
 2. Полупроводники, содержащие донорные примеси.
 3. Химически чистые полупроводники при абсолютном нуле.
 4. Химически чистые полупроводники при $T > 0$ К.
 5. Полупроводники, содержащие акцепторные и донорные примеси.
5. Чем может быть обусловлено наличие проводимости у собственных полупроводников?
 1. Возбуждением путем нагревания.
 2. Возбуждением путем облучения электромагнитными волнами (светом).
 3. Наличием донорных примесей.
 4. Наличием акцепторных примесей.
6. У каких полупроводников преобладает электронный тип проводимости?
 1. У полупроводников, содержащих акцепторные примеси.
 2. У полупроводников, содержащих донорные примеси.
 3. У химически чистых полупроводников при абсолютном нуле.
 4. У химически чистых полупроводников при $T > 0$ К.

5. У полупроводников, содержащих акцепторные и донорные примеси.
7. Чем может быть обусловлено наличие проводимости у полупроводников *n*-типа?
1. Возбуждением путем нагревания.
 2. Возбуждением путем облучения электромагнитными волнами (светом).
 3. Наличием донорных примесей.
 4. Наличием акцепторных примесей.
8. У каких полупроводников преобладает дырочный тип проводимости?
1. У полупроводников, содержащих акцепторные примеси.
 2. У полупроводников, содержащих донорные примеси.
 3. У химически чистых полупроводников при абсолютном нуле.
 4. У химически чистых полупроводников при $T > 0$ К.
 5. У полупроводников, содержащих акцепторные и донорные примеси.
9. Чем может быть обусловлено наличие проводимости у полупроводников *p*-типа?
1. Возбуждением путем нагревания.
 2. Возбуждением путем облучения электромагнитными волнами (светом).
 3. Наличием донорных примесей.
 4. Наличием акцепторных примесей.
10. По какой формуле можно определить зависимость собственной проводимости полупроводников от температуры?
1. $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$
 2. $\sigma = \sigma_0 e^{+\frac{\Delta E}{2kT}}$
 3. $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} + \sigma_n e^{-\frac{E_n}{2kT}}$
11. Какая формула определяет зависимость сопротивления от температуры для собственных полупроводников?
1. $R = R_0(1 + \alpha t)$
 2. $R = R_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}$
 3. $R = R_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$
12. Какая формула определяет зависимость проводимости примесных полупроводников от температуры?
1. $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$
 2. $\sigma = \sigma_0 e^{+\frac{\Delta E}{2kT}}$
 3. $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} + \sigma_n e^{-\frac{E_n}{2kT}}$
13. Какой из указанных на рис. 13 графиков является вольтамперной характеристикой полупроводникового диода?

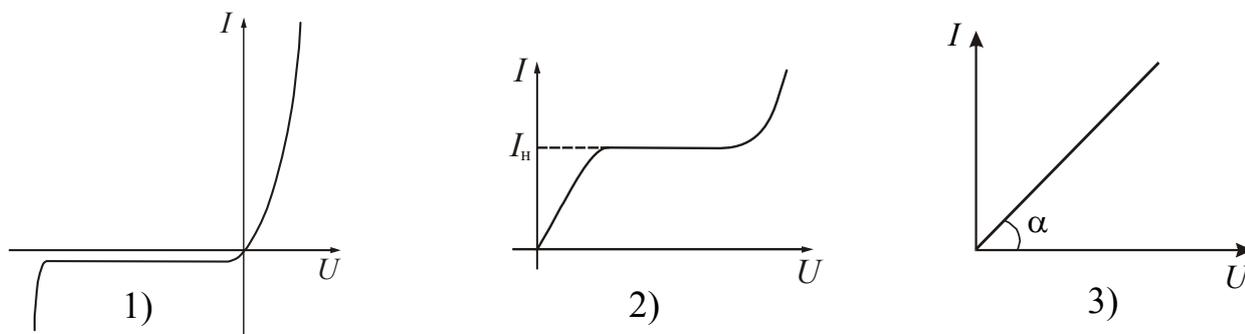


Рисунок 13

14. Какой из указанных на рис. 13 графиков является вольтамперной характеристикой проводника?

15. Какой из указанных на рис. 15 графиков показывает зависимость сопротивления полупроводников от температуры?

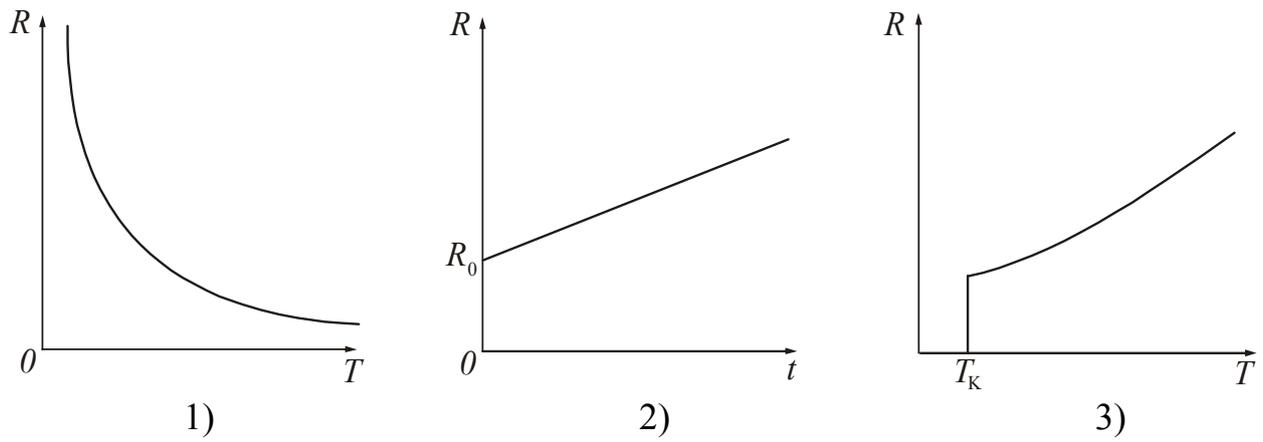


Рисунок 15

КОДЫ ОТВЕТОВ К ТЕСТУ «Основы физики твердого тела»

№ вопр.	Код ответа	№ вопр.	Код ответа	№ вопр.	Код ответа
1	2	6	2	11	2
2	1,4	7	3	12	3
3	2,3,5	8	1	13	1
4	4	9	4	14	3
5	1,2	10	1	15	1

ЧАСТЬ 5. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА

Ядерная физика – это раздел физики, изучающий структуру и свойства атомных ядер и их превращения: процессы радиоактивного распада и ядерные реакции.

Ядерная физика возникла до установления факта существования атомного ядра, ее возраст можно исчислять со времени открытия радиоактивности. Основу арсенала экспериментальных средств ядерной физики составляют ускорители заряженных частиц, ядерные реакторы, служащие мощными источниками нейтронов, детекторы частиц. Множество данных, получаемых в одном опыте, требует использования ЭВМ, сопрягаемых непосредственно с регистрирующей аппаратурой.

Велико прикладное значение ядерной физики; широки и разнообразны её практические приложения – от ядерного оружия и ядерной энергетики до диагностики и терапии в медицине. Вместе с тем ядерная физика остается фундаментальной наукой, от прогресса которой можно ожидать выяснения глубоких свойств строения материи и открытия новых законов природы.

Глава 10. Атомное ядро

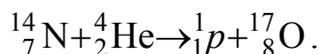
§46 Состав и размеры ядер. Энергия связи ядер

46.1 Состав ядра

Ядро – это центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома и его положительный электрический заряд. В состав ядра входит два вида частиц:

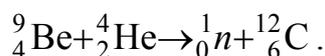
- протоны (1_1p);
- нейтроны (1_0n).

Протон имеет положительный заряд, равный по величине заряду электрона: $q = +e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Масса протона $m_p = 1,00728$ а.е.м. $\approx 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Протон впервые получен Резерфордом* в результате ядерной реакции:



Протон – стабильная частица, тенденции к распаду не имеет (период полураспада $T_{1/2} = 10^{30}$ с).

Нейтрон не имеет заряда, т.е. $q = 0$. Масса нейтрона $m_n = 1,00866$ а.е.м. $\approx 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Открыт в 1932 году Чедвиком* при осуществлении реакции:



*Резерфорд Эрнест (1871–1937), английский физик, лауреат Нобелевской премии по химии 1908 г.

*Чедвик Джеймс (1891–1974), английский физик-экспериментатор, лауреат Нобелевской премии 1935 г.

В свободном состоянии нейтрон испытывает радиоактивный распад с периодом полураспада $T_{1/2}=12,6$ мин.

В ядерной физике считается, что протон и нейтрон – это два зарядовых состояния одной частицы, которая называется нуклоном. Протон – протонное состояние нуклона с зарядом $+e$; нейтрон – нейтронное состояние нуклона с нулевым электрическим зарядом.

46.2 Характеристики атомного ядра

Основными характеристиками ядра являются его заряд и масса. *Зарядом* ядра называется величина $Z \cdot e$, где e – величина заряда протона, Z – порядковый номер химического элемента в периодической системе элементов Менделеева. Порядковый номер Z совпадает с числом протонов в ядре. В настоящее время известны ядра с Z от $Z=1$ до $Z=107$. Элементы с Z от 1 до 92, кроме Tc (технеция) с $Z=43$ и Pm (прометия) с $Z=61$, встречаются в природе, элементы с Z от 93 до 107 получены искусственным путем. Их называют трансурановыми элементами. Pu (плутоний), $Z=94$, обнаружен в природе в очень незначительных количествах в природном минерале – смоляной обманке.

Масса атомного ядра практически совпадает с массой всего атома, так как масса электронов очень маленькая. Напомним, что масса электрона в 1836 раз меньше массы протона. Массы атомов измеряют в атомных единицах массы (обозначается а.е.м.): $1 \text{ а.е.м.} = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$.

A – массовое число ядра – целое число, ближайшее к атомной массе, выраженной в а.е.м. Оно определяет число нуклонов, т.е. общее число протонов и нейтронов в ядре: $A = N + Z$. Тогда число нейтронов

$$N = (A - Z). \quad (46.1)$$

Ядра обозначаются тем же символом, что и нейтральный атом:

$${}^A_Z X \quad \text{или} \quad {}_Z X^A,$$

где X – символ химического элемента.

Массы атомов измерены с большой точностью. При измерениях были обнаружены изотопы и изобары.

Изотопы – ядра, имеющие одинаковый порядковый номер Z , но разное массовое число A . Водород имеет 3 изотопа: ${}^1_1\text{H}$ – протий, ${}^2_1\text{H}$ – дейтерий, которые являются стабильными и ${}^3_1\text{H}$ – тритий, являющийся радиоактивным. Кислород имеет 3 изотопа: ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{17}_8\text{O}$, ${}^{18}_8\text{O}$. В большинстве случаев изотопы обладают одинаковыми физическими свойствами (исключение водород H), т.к. они определяются в основном структурой электронных оболочек, а она у изотопов одинакова. В природе встречается 300 устойчивых изотопов химических элементов и имеется около 1000 искусственных (радиоактивных) изотопов.

Изобары – ядра, имеющие одинаковое массовое число A , но разный порядковый номер Z . Например, изобары бериллия: ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{10}_6\text{C}$. Изобары в основном встречаются среди тяжелых ядер.

46.3 Размеры ядер

Ядро является системой частиц, подчиняющихся законам квантовой механики и, следовательно, соотношению неопределенностей Гейзенберга. Вследствие этого размеры области, в которой могут находиться ядерные частицы, могут быть заданы лишь с точностью, допускаемой этим соотношением. В первом приближении ядро считается шаром, радиус которого определяется эмпирической формулой:

$$R = R_0 \sqrt[3]{A}, \quad (46.2)$$

где A – массовое число,

Величина $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15}$ м может быть истолкована как пропорциональность объема ядра числу нуклонов. В ядерной физике принята следующая единица измерения размеров: 10^{-15} м = 1 Ф (ферми*).

Объем ядра пропорционален числу нуклонов, т.е. плотность ядерного вещества примерно одинакова ($\sim 10^{17}$ кг/м³). Очень высокая плотность говорит об исключительно высокой интенсивности ядерного взаимодействия.

46.4 Свойства ядерных сил

Ядерное взаимодействие между нуклонами называется **сильным взаимодействием**. Его можно описать с помощью поля **ядерных** сил, которые не сводятся ни к одному из ранее рассмотренных типов сил. Перечислим отличительные особенности этих сил.

1. Ядерные силы – это силы притяжения. Они не имеют электрического происхождения, действуют на расстояниях $\sim 4,2$ ферми, поэтому их называют короткодействующими.
2. Ядерные силы являются зарядово независимыми, т.е. ядерное взаимодействие двух нуклонов не зависит от того, обладают или нет электрическим зарядом оба нуклона.
3. Ядерные силы не являются центральными. Они зависят не только от расстояния между нуклонами, но от ориентации их спинов.
4. Для ядерных сил характерно насыщение. Насыщение проявляется в том, что нуклон взаимодействует не со всеми остальными нуклонами ядра, а лишь с некоторыми ближайшими соседями, причем не со всеми, даже если они находятся в радиусе действия сил.
5. Ядерные силы имеют обменный характер. Считается, что взаимодействие между двумя частицами осуществляется благодаря обмену третьей частицей. В 1935 году Юкава* и Тамм* обнаружили, что эти частицы имеют массу покоя $m_0 = 200m_{0э}$, $m_{0э}$ – масса покоя электрона. Назвали эти частицы π -мезонами или пионами.

*Ферми Энрико (1901–1954), итальянский физик, лауреат Нобелевской премии 1938 г.

*Юкава Хидоки (1907–1981), японский физик-теоретик, лауреат Нобелевской премии 1949 г.

*Тамм Игорь Евгеньевич (1895–1971), российский физик, лауреат Нобелевской премии 1968 г.

46.5 Дефект массы ядра. Энергия связи

Масс-спектрометрические измерения показали, что масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов.

$$\Delta m = Z m_p + (A - Z) m_n - m_{\text{я}}. \quad (46.3)$$

Величина Δm называется **дефектом массы**. В справочных таблицах приводятся массы атомов, а не ядер, поэтому выразим дефект массы через массу атома.

$$\begin{aligned} \Delta m &= Z m_p + (A - Z) m_n - m_a + Z m_e = \\ &= Z (m_p + m_e) + (A - Z) m_n - m_a = Z m_{\text{H}} + (A - Z) m_n - m_a, \end{aligned}$$

так как протон и электрон в сумме дают массу атом водорода:

$$m_p + m_e = m_{\text{H}}.$$

Таким образом,

$$\Delta m = Z m_{\text{H}} + (A - Z) m_n - m_a. \quad (46.4)$$

Всякому изменению массы должно соответствовать изменение энергии, т.е. при образовании ядра должна выделяться определенная энергия. И наоборот – для разделения ядра необходимо затратить такое же количество энергии, которое выделяется при его образовании.

Энергия связи ядра $E_{\text{св}}$ – энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны. Энергия связи:

$$E_{\text{св}} = \Delta m c^2 = (Z m_p + (A - Z) m_n - m_{\text{я}}) \cdot c^2.$$

Или

$$E_{\text{св}} = (Z m_{\text{H}} + (A - Z) m_n - m_a) \cdot c^2, \quad (46.5)$$

где c – скорость света.

Если массы выразить в а.е.м., то энергия связи вычисляется по формуле:

$$E_{\text{св}} = 931,5 \Delta m \quad (\text{МэВ}), \quad (46.6)$$

так как одной атомной единице массы соответствует атомная единица энергии

$$1 \text{ а.е.э.} = c^2 \cdot 1 \text{ а.е.м.} = 9 \cdot 10^{16} \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} = 1,491 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 931,5 \text{ МэВ.}$$

Удельная энергия связи $\varepsilon_{\text{уд}}$ – энергия связи, приходящаяся на один нуклон. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер.

$$\varepsilon_{\text{уд}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}. \quad (46.7)$$

Чем больше удельная энергия связи, тем устойчивее ядро. Зависимость удельной энергии связи от массового числа приведена на рис. 46.1. Для большинства элементов $\varepsilon_{\text{уд}} \approx 8 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$. Для сравнения: энергия связи валентных электронов $\sim 10 \text{ эВ}$ (в 10^6 раз меньше).

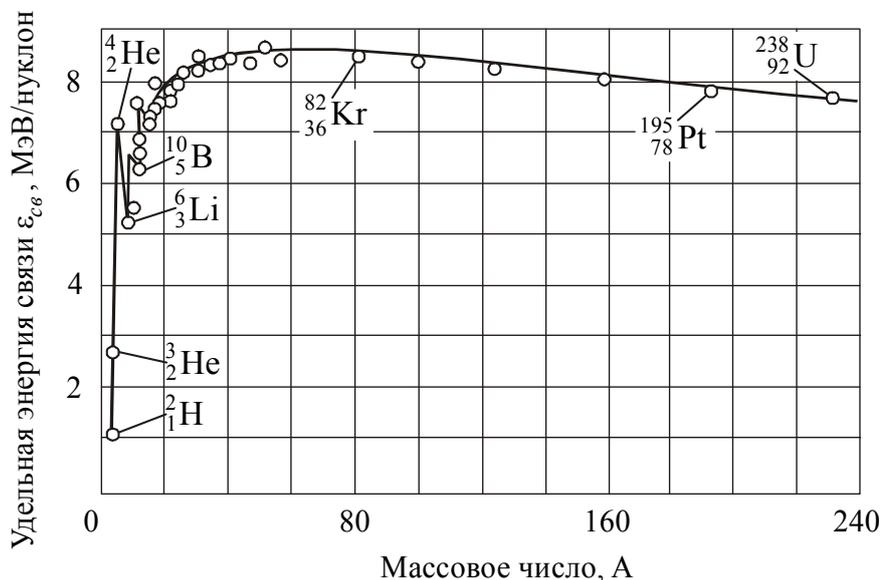


Рисунок 46.1

Наиболее устойчивыми являются ядра средней части таблицы. Легкие или тяжелые ядра менее устойчивы, т.е. энергетически выгодны следующие процессы:

1. Деление тяжелых ядер на более легкие (реакция деления). Реакции деления лежат в основе работы ядерных реакторов и ядерной бомбы.
2. Слияние легких ядер друг с другом в более тяжелые (требуют температуры $T \sim 10^8 \text{ К}$, поэтому их называют термоядерными). Происходят в недрах Солнца и звезд. Неуправляемые термоядерные реакции происходят при взрыве водородной бомбы.

Это объясняется тем, что энергия будет выделяться при таких ядерных реакциях, при которых удельная энергия связи продуктов реакции будет превышать удельную энергию связи исходных ядер.

§47 Ядерные превращения

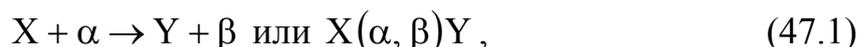
Существуют два типа ядерных превращений:

- ядерные реакции;
- радиоактивность.

47.1 Ядерные реакции

Ядерные реакции – это превращения атомных ядер при их взаимодействии с элементарными частицами (в том числе и с γ -квантами) или друг с другом.

Символически ядерные реакции записываются в следующем виде:



где X и Y – исходное и конечное ядра;

α и β – бомбардирующая и испускаемая в ядерной реакции частица.

В любой ядерной реакции выполняются законы сохранения электрических зарядов и массовых чисел:

Сумма зарядов ядер и частиц, вступающих в ядерную реакцию, равна сумме зарядов продуктов реакции (ядер и частиц).

Сумма массовых чисел ядер и частиц, вступающих в ядерную реакцию, равна сумме массовых чисел продуктов реакции (ядер и частиц).

Ядерная реакция характеризуется энергией ядерной реакции Q , равной разности энергий конечной и исходной пар в реакции:

$$Q = (\sum m_i - \sum m_k) \cdot c^2, \quad (47.2)$$

где $\sum m_i$ – сумма масс частиц до реакции;

$\sum m_k$ – сумма масс частиц после реакции.

Ядерные реакции могут быть:

а) экзотермическими (с выделением тепла), при этом $\sum m_i > \sum m_k$ ($Q > 0$);

б) эндотермическими (с поглощением тепла), при этом $\sum m_i < \sum m_k$ ($Q < 0$).

Если массы выразить в а.е.м., то энергия ядерной реакции вычисляется в МэВ (мегаэлектрон-вольтах) по формуле:

$$Q = 931,5(\sum m_i - \sum m_k). \quad (47.3)$$

47.2 Радиоактивность

47.2.1 Общие сведения

Радиоактивность – явление самопроизвольного (спонтанного) распада ядер, при котором образуется новое ядро, и испускаются частицы.

Ядро, испытывающее распад, называется материнским, возникающее ядро называется дочерним.

Естественная радиоактивность наблюдается в основном у тяжелых ядер, которые располагаются в периодической системе Менделеева за свинцом. Открыто явление Анри Беккерелем* в 1896 году.

В зависимости от того, какая частица испускается, различают следующие виды распада:

1. **α -распад** – испускание α -частицы, т.е. ядер гелия – ${}^4_2\text{He}$:

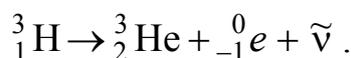
Сущность процесса заключается в вылете из ядра двух протонов и двух нейтронов, связанных в α -частицу.

*Беккерель Антуан Анри (1852–1908), французский физик, лауреат Нобелевской премии 1903 г.

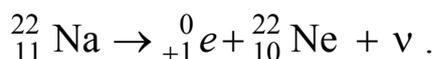


2. **β -распад** – испускание:

а) электронов – e^- (β^- -распад)

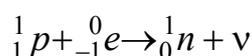


б) позитронов – e^+ (β^+ -распад)



Сущность β -распада заключается во взаимном превращении нейтронов и протонов.

в) K -захват (электронный захват). Превращение протона в нейтрон идет по схеме

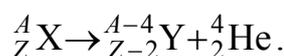


Электронный захват заключается в том, что один из электронов на ближайшем к ядру K -слое атома захватывается ядром. Здесь $\tilde{\nu}$ и ν – электронные нейтрино и антинейтрино.

3. **Гамма-излучение (γ -излучение)** – это жесткое электромагнитное излучение с длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м. Обладает большой проникающей способностью, так как энергия квантов $\varepsilon \geq 10^4$ эВ.

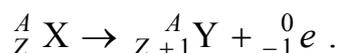
При анализе результатов радиоактивных распадов опытным путем были открыты правила смещения (правила Фаянса* и Содди*).

1) при α -распаде:



α -распад уменьшает массовое число на 4, а зарядовое на 2, т.е. дочерний элемент смещается на две клетки влево в таблице Д. И. Менделеева.

2) при β -распаде:



β -распад не изменяет массового числа, зарядовое число увеличивает на единицу, т.е. дочерний элемент смещается на 1 клетку вправо.

47.2.2 Закон радиоактивного распада

Радиоактивный распад уменьшает с течением времени число нераспавшихся ядер. Самопроизвольный распад ядер подчиняется закону радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} , \quad (47.4)$$

где N_0 – число ядер в данном объеме вещества в момент времени $t = 0$;

*Фаянс Казимир (1887–1975), американский химик и физик, поляк по происхождению.

*Содди Фредерик (1877–1956), английский химик, лауреат Нобелевской премии по химии 1921 г.

N – число ядер в том же объеме к моменту времени t ;

λ – постоянная распада.

Постоянная распада λ – это физическая величина, численно равная доле ядер, распадающихся за единицу времени:

$$\lambda = \frac{dN}{N dt} \quad (47.5)$$

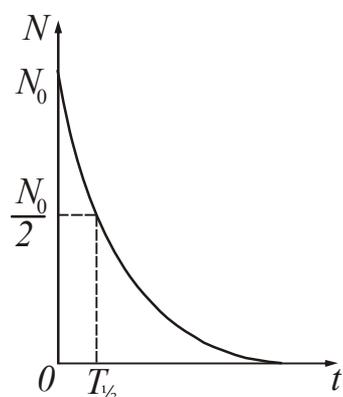
$$[\lambda] = \text{с}^{-1}.$$

Таким образом, постоянная распада определяет скорость радиоактивного распада.

Величина $\tau = 1/\lambda$ называется **средней продолжительностью жизни** (среднее время жизни) радиоактивного изотопа.

Для оценки устойчивости ядер обычно используют не постоянную распада, а величину, которая называется периодом полураспада.

Период полураспада ($T_{1/2}$) – время, в течение которого первоначальное количество ядер данного радиоактивного вещества распадается наполовину (рис. 47.1). Период полураспада может меняться в очень широких пределах (от долей секунд до тысяч лет). Период полураспада и постоянная распада связаны следующим соотношением:



$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (47.6)$$

Рисунок 47.1

Закон самопроизвольного радиоактивного распада основывается на двух предположениях: 1) постоянная распада не зависит от внешних условий; 2) число ядер, распадающихся за время dt пропорционально начальному количеству ядер N_0 . Это означает, что закон радиоактивного распада является статистическим законом. Статистические законы можно применять только к большому количеству ядер. Закон радиоактивного распада не отвечает на вопрос, какое именно ядро распадется, т.к. все ядра неразличимы и распад данного ядра является случайным событием, имеющим ту или иную вероятность.

Часто бывает, что возникающие в результате радиоактивных превращений ядра в свою очередь оказываются радиоактивными. Новые продукты распада также могут оказаться радиоактивными, т.е. возникает целый ряд радиоактивных превращений. В природе существуют три радиоактивных ряда, родоначальниками которых служат уран (${}^{238}_{92}\text{U}$), торий (${}^{232}_{90}\text{Th}$) и актиний (${}^{235}_{89}\text{Ac}$). Конечным продуктом во всех случаях служат изотопы свинца.

Для исследования радиоактивных изотопов обычно используют препараты. **Препарат** – это определенное количество радиоактивного вещества, специально приготовленного для эксперимента, например, нанесенного на подложку или заключенного в оболочку.

Активность a препарата (радиоактивного источника) – число распадов, происходящих за единицу времени:

$$a = \frac{dN}{dt}. \quad (47.7)$$

$$[a] = 1 \frac{\text{расп}}{\text{с}} = 1 \text{ Бк} \quad (\text{беккерель}).$$

Для измерения активности допускается применение внесистемной единицы – кюри* (Ки).

1 кюри – активность препарата, в котором происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду.

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

Такой активностью обладает 1 г радия.

Активность препарата равна произведению постоянной распада λ на число N нераспавшихся атомов, содержащихся в этом препарате:

$$a = -\lambda N. \quad (47.8)$$

Знак « $-$ » означает, что активность с течением времени уменьшается.

Заменив N по формуле (47.4), получим закон изменения активности:

$$a = a_0 e^{-\lambda t}, \quad (47.9)$$

где a_0 – активность в момент времени $t = 0$.

Удельная активность $a_{\text{уд}}$ – активность, отнесенная к единице массы вещества.

$$a_{\text{уд}} = \frac{a}{m}. \quad (47.10)$$

$$[a_{\text{уд}}] = 1 \frac{\text{Бк}}{\text{кг}}.$$

47.3 Использование явления радиоактивности для измерения времени в геологии и археологии

Явление радиоактивности может играть роль часов. Используя закон радиоактивного распада (47.4)

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

можно получить формулу для определения времени существования ядер

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_0}{N}. \quad (47.11)$$

*Кюри (Склодовская) Мария ((1867–1934), польский и французский физик и химик, лауреат Нобелевской премии по физике 1903 г., лауреат Нобелевской премии по химии 1911 г.

*Кюри Пьер (1859–1906), французский физик, лауреат Нобелевской премии 1903 г.

В качестве N обычно берется количество нераспавшихся ядер в настоящее время, поэтому приведенная формула определяет возраст данной совокупности радиоактивных ядер.

Для определения возраста минералов, содержащихся в земной коре, нужно брать «геологические» часы, то есть использовать процессы с периодом полураспада того же порядка, что и геологические эпохи – сотни миллионов и миллиарды лет.

Этому условию отвечают изотопы урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ ($T_{1/2} = 4,46 \cdot 10^9$ лет) и ${}_{92}^{235}\text{U}$ ($T_{1/2} = 7,04 \cdot 10^9$ лет). Продуктом распада изотопов урана являются изотопы свинца. По соотношению свинца и урана можно рассчитать промежуток времени, в течение которого накопилось данное количество свинца вследствие распада урана.

В археологии для определения возраста предметов, найденных при раскопках, используют радиоактивный распад с периодом полураспада порядка нескольких столетий или тысячелетий (углерод ${}^6_{14}\text{C}$, $T_{1/2} = 5730$ лет). В живом растении или животном процентное содержание радиоактивного углерода по сравнению с обычным углеродом остается постоянным, так как потери углерода восполняются питанием. С момента гибели организма начинают идти радиоактивные часы: содержание радиоактивного углерода в организме или изделии из органических материалов начинает убывать в соответствии с законом радиоактивного распада. Таким образом, можно определить время, прошедшее с момента гибели организма или время жизни предмета, сделанного из органического материала.

47.4 Гамма-излучение

Гамма-лучи (γ -лучи) представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение. Так как γ -излучение обладает весьма малой длиной волны ($\lambda \leq 10^{-10}$ м), то, вследствие этого, оно имеет ярко выраженные корпускулярные свойства, то есть является потоком частиц – гамма-квантов.

Испускание γ -квантов не является, как правило, самостоятельным видом излучения. Оно сопровождает α - и β -распады.

Различают:

- мягкое γ -излучение с энергией квантов $\varepsilon \sim \text{кэВ}$;
- жесткое γ -излучение с энергией квантов $\varepsilon \sim \text{МэВ}$.

γ -излучение может взаимодействовать с электронной оболочкой атомов и молекул, вызывая их ионизацию, а также с ядрами.

При прохождении γ -лучей через вещество происходит их ослабление. Закон изменения интенсивности γ -излучения подчиняется закону:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (47.12)$$

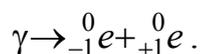
где I_0 – интенсивность γ -излучения, падающего на поверхность вещества;

μ – коэффициент линейного ослабления γ -лучей в веществе, зависящий от природы вещества и спектрального состава потока γ -излучения;

x – толщина поглощающего слоя.

γ -излучение может вызывать в веществе различные процессы:

- 1) фотоэффект (существенное значение имеет для мягкого излучения, $\varepsilon \sim 10^4 - 10^5$ эВ);
- 2) эффект Комптона ($\varepsilon \sim 0,5$ МэВ);
- 3) рождение электронно-позитронных пар:



Большая энергия γ -квантов объясняет их высокую проникающую способность, поэтому γ -излучение применяют в следующих областях.

1. **γ -дефектоскопия** – метод обнаружения дефектов в изделии путем просвечивания их γ -лучами. Повреждения обнаруживаются по различной интенсивности γ -лучей, прошедших через исследуемую поверхность. Так исследуют размеры и формы дефектов (трещины, раковины, непроваренные швы и т.д.).
2. **Медицина (онкология)** – лечение злокачественных опухолей.

Глава 11. Элементы дозиметрии

§ 48 Элементы дозиметрии ионизирующих излучений

Об опасности, возникающей при работе с радиоактивными веществами, рентгеновским излучением и другими источниками ионизирующих излучений известно давно. Первоначально развитие дозиметрии определялось главным образом необходимостью защиты от воздействия рентгеновского и γ -излучения естественных радиоактивных веществ. Защита человека от вредного действия ионизирующих излучений сводится к защите от внешних потоков излучения (внешнее облучение) и от попадания радиоактивных веществ внутрь организма (внутреннее облучение).

В настоящее время под **дозиметрией** понимают измерения, исследования и теоретические расчеты тех характеристик ионизирующих излучений, от которых зависят радиационные эффекты в облучаемых объектах живой и неживой природы.

48.1 Характеристики ионизирующих излучений

1. **Поглощённая доза D** – отношение энергии ионизирующего излучения, поглощённой веществом к массе этого вещества.

$$D = \frac{W}{m}.$$

$$[D] = \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} = \text{Гр} \quad (\text{грей})^*$$

Поглощённая энергия расходуется на нагрев вещества и на его химические и физические превращения. Величина дозы зависит от вида излучения,

*Грей Льюис Харольд (1905–1965), английский физик и радиобиолог.

энергии его частиц, плотности их потока и от состава облучаемого вещества. При прочих равных условиях доза тем больше, чем больше время облучения, то есть доза накапливается со временем.

Широко распространена внесистемная единица дозы – рад (от англ. radiation absorbed dose).

$$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр.}$$

2. **Мощность поглощенной дозы N** – доза, отнесенная к единице времени.

$$N = \frac{D}{t},$$

Мощность дозы измеряется в Гр/с.

$$[N] = \text{Гр/с.}$$

3. **Экспозиционная доза излучения $D_{\text{Э}}$** – доза рентгеновского и γ -излучения, определяемая по ионизации воздуха. Она определяется как отношение суммарного заряда всех ионов одного знака $\sum Q$, созданных в единице объема воздуха, к массе воздуха Δm в этом объеме:

$$D_{\text{Э}} = \frac{\sum Q}{\Delta m}.$$

Единица экспозиционной дозы в СИ – Кл/кг.

$$[D_{\text{Э}}] = \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}.$$

Экспозиционная доза в 1 Кл/кг означает, что суммарный заряд всех ионов одного знака, образованных в 1 кг воздуха, равен 1 Кл.

Внесистемной единицей экспозиционной дозы является рентген* (Р): $1 \text{ Р} = 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$, что соответствует образованию $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 см^3 воздуха (при 0°C и 760 мм рт. ст.)

4. **Эквивалентная доза H** – оценивается по биологическому воздействию ионизирующего излучения. При облучении живых организмов, в частности человека, возникают биологические эффекты, величина которых при одной и той же поглощенной дозе различна для разных видов излучения. Таким образом, знание поглощенной дозы недостаточно для оценки радиационной опасности. Принято сравнивать биологические эффекты, вызываемые любыми ионизирующими излучениями, с эффектами от рентгеновского и γ -излучения. Коэффициент, показывающий, во сколько раз радиационная опасность в случае хронического облучения человека (в сравнительно малых дозах) для данного вида излучения выше, чем рентгеновского излучения при одинаковой поглощенной дозе, называется коэффициентом качества излучения (K). Для рентгеновского и γ -излучения $K=1$. Для всех других ионизирующих излучений K устанавливается на основании радиобиологических данных. Все эти величины используются при установлении норм радиационной безопасности.

*Рентген Вильям Конрад (1845–1923), немецкий физик, лауреат Нобелевской премии 1901 г.

Эквивалентная доза H определяется как произведение поглощённой дозы на коэффициент качества излучения $H=DK$. Эквивалентная доза может измеряться в тех же единицах, что и поглощённая.

Однако существует специальная единица эквивалентной дозы – бэр (биологический эквивалент рентгена). Эквивалентная доза в 1 бэр соответствует поглощенной дозе в 1 рад при $K=1$. Единица эквивалентной дозы СИ – зиверт* (Зв).

$$1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр}$$

Радиационный контроль и измерение доз осуществляется дозиметрическими приборами. **Дозиметрические приборы** (дозиметры) – это устройства для измерения доз ионизирующих излучений и их мощностей. Основными частями дозиметрических приборов являются детектор и измерительное устройство. В зависимости от типа детектора дозиметры делятся на

- ионизационные (с ионизационной камерой, пропорциональными счетчиками или счетчиками Гейгера)
- радиoluminesцентные (сцинтилляционные, термо- и фотoluminesцентные)
- полупроводниковые
- фотографические
- химические
- калориметрические.

Существуют дозиметрические приборы для измерения одного вида излучения (например, нейтронные дозиметрические приборы, γ -дозиметры и др.), а также дозиметры для измерения в полях смешанного излучения.

48.2 Основные нормативные данные по радиационному фактору в Украине

Естественный радиоактивный фон складывается из излучения естественных радиоактивных элементов горных пород и космического излучения. Интенсивность космического излучения зависит от широты места и высоты над уровнем моря. С ним связано образование некоторого количества углерода-14, трития, бериллия-7 и некоторых других природных радионуклидов. Природная радиоактивность горных пород варьирует в широких пределах в зависимости от геологического строения региона. Она обусловлена преимущественно долгоживущими элементами – ураном-238, торием-232, калием-40 и др.

На изменение радиационного фона значительное влияние оказывает деятельность человека. Атомные и тепловые электростанции, заводы по переработке ядерных материалов являются источником радиоактивных отходов. Возможна утечка радиоактивных продуктов через нерасплавленное топливо, выделение продуктов деления при окислении топлива, плавление тепловыделяющих элементов с последующим испарением и аварии с выбросом радиоактивных веществ в атмосферу.

*Зиверт Рольф Максимилиан (1896–1966), шведский физик.

При эксплуатации ТЭС, ТЭЦ в качестве топлива используется уголь, в котором в малых количествах содержатся радионуклиды. После сжигания углей в топках большая часть минеральных компонентов спекается в шлак и золу, а легкая зольная пыль с радиоактивными веществами уносится в трубы электростанций.

На уровень радиоактивности влияют промышленные и горнодобывающие предприятия, предприятия по добыче и переработке радиоактивного сырья, аварии транспортных средств, возникающие при перевозке сырья, и т.д.

В Украине естественный радиационный фон, с учетом техногенных факторов, колеблется от 10 до 25 мкР/час.

Критерием, служащим основой комплекса защитных мероприятий, является установление предельно-допустимых доз облучения. Этот вопрос является очень сложным. Сложность его заключается в том, что ни одна доза излучения, превышающая естественный фон не может считаться абсолютно «безопасной».

Дозовые нагрузки регламентируются на основе следующих принципов:

- никакой вид использования ионизирующих излучений не должен вводиться в практику, если он не приносит реальной «чистой» пользы;
- все дозы облучения должны поддерживаться на таких низких уровнях, какие только можно разумно достичь с учетом экономических и социальных факторов;
- эквивалентная доза облучения отдельных лиц не должна превышать предела, рекомендуемого Международной комиссией по радиационной защите (МКРЗ) для соответствующих условий.

Допустимая доза – это такая доза, ежедневное облучение которой в течение многих лет в свете современных научных данных не должно вызвать у человека необратимых изменений в организме в течение всей жизни. На основе допустимых доз облучения рассчитываются предельно-допустимые потоки ионизирующих излучений и предельно-допустимые концентрации радиоактивных веществ в воде и воздухе. Кроме того, рассчитываются и сооружаются защитные стены, экраны и другие устройства, защищающие человека.

В Украине по рекомендациям Международной комиссии по радиационной защите установлены **нормативные дозы** облучения, которые могут воздействовать на людей:

- профессиональные работники в области радиации (категория А) – лица, которые постоянно или временно работают непосредственно с источниками ионизирующих излучений). Предельно допустимая доза облучения составляет 2 бэра в год (20 мЗв);
- лица, которые не работают непосредственно с источниками ионизирующего излучения, но по условиям проживания или размещения рабочих мест могут подвергаться воздействию радиоактивных веществ или других источников излучения, применяемых в учреждении или удаляемых во внешнюю среду объектами с радиационно-ядерными технологиями (категория Б). Предельно допустимая доза облучения составляет 0,2 бэра в год (2 мЗв);
- все население (категория В). Установленный норматив получаемой дозы составляет 0,01 бэр (100 мбэр или 1 мЗв).

Доза от естественного космического ионизирующего излучения колеблется в пределах 100 – 200 мбэр.

В Украине согласно действующим Нормам радиационной безопасности (НРБУ-97) *предельно допустимые* нормы составляют:

- 5 бэр в год (за 50 лет жизни – 250 бэр) – для специалистов категории А;
- 0,5 бэр в год (за 70 лет жизни 35 бэр) – для лиц категории Б;
- 0,05 бэр в год – для остального населения (категория В).

• **Обратите внимание!**

- Изучив раздел «Элементы физики атомного ядра», студент должен **ЗНАТЬ**:

Суть понятий:

Ядро, нуклон, нейтрон, протон. Массовое число, зарядовое число. Изотопы, изобары. Дефект массы, энергия связи, удельная энергия связи. Ядерная реакция. Период полураспада, постоянная распада.

Определения физических величин, их единицы измерения и формулы, по которым рассчитываются величины:

Активность радиоактивного препарата. Удельная активность.

Явления:

Радиоактивность.

Законы:

Закон радиоактивного распада. Правила смещения (правила Фаянса и Содди). Закон изменения интенсивности радиоактивного излучения.

Формулы:

Дефект массы, энергия связи, удельная энергия связи ядра. Энергетический выход реакции. Связь периода полураспада с постоянной распада.

Графики:

Зависимость удельной энергии связи ядра от массового числа.

ТЕСТ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ ЗНАНИЙ ПО ТЕМЕ «ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА»

Инструкция. Данный тест предназначен для проверки знаний по теме *”Элементы физики атомного ядра”*. Ответьте на вопросы. Подсчитайте количество правильных ответов, используя таблицу кодов. Если Вы дали

- 1) Больше 12 правильных ответов – уровень усвоения материала темы высокий.
- 2) 10-12 правильных ответов – уровень усвоения материала темы средний.
- 3) 7-10 правильных ответов – уровень усвоения материала темы низкий.
- 4) меньше 7 правильных ответов – Вы не усвоили учебный материал. Прочитайте его еще раз.

1. Естественной радиоактивностью называется ...

- 1) распад ядер под влиянием γ -лучей.
- 2) превращение ядер атомов под воздействием нейтронов.
- 3) самопроизвольный (спонтанный) распад ядра, в результате которого образуется новое ядро и испускается частица.
- 4) превращение ядер атомов при бомбардировке α -частицами.
- 5) превращение ядер атомов при бомбардировке β -частицами.

2. Укажите, какие из названных превращений встречаются при естественной радиоактивности.

1. Альфа-распад.
2. Бета-электронный распад.
3. Бета-позитронный распад.
4. К-захват.
5. Выбрасывание нейтрона ядром.

3. Укажите формулу, выражающую закон радиоактивного распада.

$$1. N_{1/2} = \frac{N_0}{2} \quad 2. N_e = \frac{N}{e} \quad 3. N = N_0 e^{-\lambda t} \quad 4. \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad 5. dN = -\lambda N dt$$

4. Постоянная распада радиоактивного вещества измеряется в ...

- 1) с
- 2) c^{-1}
- 3) Дж/с
- 4) Дж/(кг·с)
- 5) Дж/кг

5. Укажите кривую на рис. 5, выражающую изменение числа радиоактивных атомов со временем (N – число атомов, t – время).

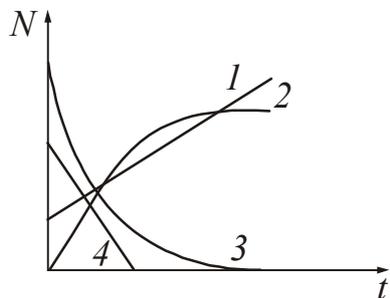


Рисунок 5

6. Периодом полураспада радиоактивного элемента называется ...

1. Время, в течение которого распадается 100% атомов.
2. Время, в течение которого количество радиоактивных атомов уменьшается в e раз.
3. Время, в течение которого распадается 50% атомов.
4. Время, в течение которого распадается $1/e$ часть атомов.
5. Среднее время распада одного атома.

7. Как зависит активность заданного количества радиоактивного вещества от периода полураспада T ?
1. Прямо пропорционально T^2 .
 2. Прямо пропорционально T .
 3. Обратно пропорционально T .
 4. Прямо пропорционально $\ln T$.
 5. Обратно пропорционально $\ln T$.
8. Активность радиоактивного вещества измеряется в ...
- 1) с
 - 2) с^{-1}
 - 3) Дж/кг
 - 4) Вт/кг
 - 5) Бк
9. Доза излучения измеряется в ...
- 1) Гр
 - 2) с^{-1}
 - 3) Дж/кг
 - 4) Вт/кг
 - 5) Бк
10. В состав ядра входят ...
- 1) электроны
 - 2) протоны
 - 3) гипероны
 - 4) мезоны
 - 5) нейтроны
11. Массовым числом называется ...
- 1) масса атома.
 - 2) масса ядра.
 - 3) количество нуклонов в ядре.
 - 4) количество нейтронов в ядре.
 - 5) округленное до целых значение массы ядра в атомных единицах массы.
12. Зарядовым числом ядра называется ...
- 1) электрический заряд в кулонах
 - 2) число протонов в ядре
 - 3) число нейтронов в ядре
 - 4) число нуклонов в ядре
13. Взаимодействие нуклонов в ядре обеспечивает обмен ...
- 1) μ -мезонами
 - 2) π -мезонами
 - 3) электронами
 - 4) нейтрино
 - 5) гиперонами
14. Какие силы преобладают при взаимодействии нуклонов в атомном ядре?
1. Ядерные
 2. Гравитационные
 3. Электростатические
 4. Магнитные
15. Укажите свойства ядерного взаимодействия.
1. Короткодействие.
 2. Зарядовая независимость.
 3. Нецентральность.
 4. Уменьшение пропорционально квадрату расстояния.
 5. Взаимодействие за счет обмена π -мезонами.
16. При α -распаде массовое число ядра ...
- 1) уменьшается на 4
 - 2) уменьшается на 1
 - 3) уменьшается на 2
 - 4) уменьшается на 3
17. Порядковый номер ядра при β -электронном распаде ...
- 1) уменьшается на 2
 - 2) уменьшается на 1
 - 3) увеличится на 2
 - 4) увеличится на 1
 - 5) не изменится
18. Ядро испытало один α -распад, а затем один β -электронный распад. Как изменился заряд ядра?
1. Увеличился на 4
 2. Увеличился на 1
 3. Уменьшился на 1
 4. Уменьшился на 2
 5. Увеличился на 2
19. Какие из названных эффектов связаны с поглощением γ -лучей?
1. Эффект Комптона.
 2. Рождение пары частиц.
 3. Фотоэффект.
 4. Деление тяжелых ядер.
 5. Синтез легких ядер.

20. Укажите кривую на рис. 20, соответствующую ослаблению γ -лучей в веществе.

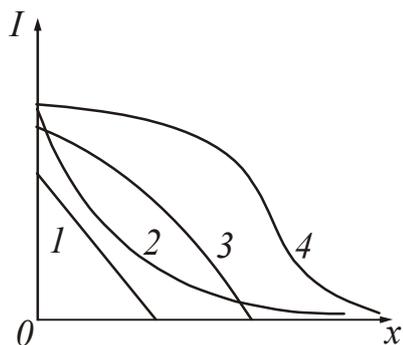
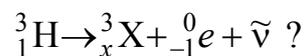
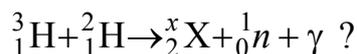


Рисунок 20

21. Каков заряд ядра, образовавшегося в результате реакции



22. Какова масса ядра, образовавшегося в результате реакции



23. Укажите, какие из названных величин сохраняются при ядерных реакциях.

- | | |
|-------------------------|---------------------|
| 1. Масса частиц. | 2. Энергия частиц. |
| 3. Электрический заряд. | 4. Барионный заряд. |

24. У каких ядер энергия связи в расчете на один нуклон наибольшая?

- | | |
|--------------------|------------------------------------|
| 1. У очень легких. | 2. У средних. |
| 3. У тяжелых. | 4. У ядер трансурановых элементов. |

25. Масса продуктов реакции больше массы исходных частиц. Укажите характер реакции.

- | | | |
|--------------------|--------------------|--------------------------|
| 1. Эндотермической | 2. Экзотермической | 3. Без изменения энергии |
|--------------------|--------------------|--------------------------|

КОДЫ ОТВЕТОВ К ТЕСТУ «Элементы физики атомного ядра»

№ вопр.	Код ответа								
1	3	6	3	11	3,5	16	1	21	2
2	1,2,3,4	7	3	12	2	17	4	22	4
3	3	8	5	13	2	18	3	23	4
4	2	9	1,3	14	1	19	1,23	24	2
5	3	10	2,5	15	1,2,3,5	20	2	25	1

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние десятилетия объем существующих знаний и научно-технической информации многократно возрос. Подсчитано, что ежегодно обновляется 5% теоретических и 20% профессиональных знаний. Ясно, что никакая система образования не может подготовить человека «к профессиональной деятельности на всю жизнь», особенно, если предполагать, что эта профессиональная деятельность не включает в себя также и самообучение, развитие своих профессиональных знаний в ходе профессиональной деятельности.

Основа самообразования и саморазвития – фундаментальное теоретическое знание, поэтому в системе высшего образования, особенно на ее первой ступени, необходимо получить добротное фундаментальное образование.

Физика занимает лидирующее положение среди фундаментальных естественных наук – математики, химии, информатики, философии. Это определяется богатством и многообразием идей и методов исследования современной физики, их фундаментальным значением для познания мира.

Изучая физику, вы постоянно углубляли свои знания о явлениях окружающей нас природы. Начав с изучения физических основ механики и специальной теории относительности, вы рассмотрели основы термодинамики и молекулярной физики, учение об электричестве и магнетизме, колебательные и волновые процессы, включая электромагнитные волны и оптику. Далее ознакомились с основами квантовой механики, физики твердого тела, атомной физики, физики атомного ядра. Объектом изучения в механике являлись макроскопические тела, движущиеся со скоростями много меньшими скорости света в вакууме, и массами, намного превышающими массы атомов и молекул. Специальная теория относительности изучала связь пространства и времени и движение тел со скоростями, близкими к скорости света.

Созданная в 20-х годах 20-го века квантовая механика позволила узнать строение атомов и атомных ядер. Многие идеи квантовой механики и теории относительности кажутся поначалу необычными и противоречащими тому, с чем вы сталкивались в повседневной жизни. По современным представлениям корпускулярно-волновой дуализм присущ всем формам материи. Описание корпускулярных и волновых свойств в рамках одной теории оказалось возможным благодаря тому, что законы движения всех без исключения микрочастиц носят статистический (вероятностный) характер.

Фундаментом классической и современной физики являются законы сохранения. Всеобщность выполнения законов сохранения говорит о глубоких связях между классической и современной физикой, о единстве окружающей нас природы.

В наши дни физика как учебная дисциплина по-прежнему остается базой для большого количества общеинженерных и специальных дисциплин. Ее законы и методы исследования широко применяются в курсах электротехники, радиотехники, теплотехники, в различных технологических курсах. Надеемся, что данное учебное пособие помогло вам овладеть необходимым учебным материалом, понять и полюбить увлекательную и нужную науку – физику!

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

1.1 Основные физические постоянные

Величина	Обозначение	Значения
Гравитационная постоянная	G, γ	$6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$
Ускорение свободного падения	g	$9,81 \text{ м/с}^2$
Скорость света в вакууме	c	$3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Молярная газовая постоянная	R	$8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Число Авогадро	N_A	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Стандартный объем 1 моля газа	V_m	$22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 / \text{моль}$
Атомная единица массы	1 а.е.м.	$1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса покоя электрона	m_e	$9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ $0,00055 \text{ а.е.м.}$
Масса покоя нейтрона	m_n	$1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ $1,00867 \text{ а.е.м.}$
Масса покоя протона	m_p	$1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ $1,00728 \text{ а.е.м.}$
Элементарный заряд	e, q_e	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Удельный заряд электрона	e/m_e	$1,76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$
Электрическая постоянная	ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$
Постоянная Планка	h	$6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Стефана-Больцмана	σ	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Постоянная смещения Вина	b	$2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Постоянная Ридберга	R	$1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Боровский радиус	a_0	$0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Комптоновская длина волны для электрона	λ_C	$2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-1}$
Магнетон Бора	μ_B	$9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$
Электрон-вольт	1 эВ	$1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Энергия ионизации атома водорода	E_i	13,6 эВ
Энергетический эквивалент 1 а.е.м.		931,5 МэВ
Масса Земли	M_3	$5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг}$
Радиус Земли	R_3	$6,37 \cdot 10^6 \text{ м}$

1.2 Некоторые сведения о единицах физических величин

1.2.1 Единицы физических величин СИ, имеющие собственные наименования

Величина	Единица		
	наименование	обозначение (русское)	обозначение (международное)
Длина	метр	м	m
Масса	килограмм	кг	kg
Время	секунда	с	s
Плоский угол	радиан	рад	rad
Телесный угол	стерадиан	ср	sr
Сила, вес	ньютон	Н	N
Работа, энергия	джоуль	Дж	J
Мощность	ватт	Вт	W
Давление	паскаль	Па	Pa
Напряжение (механическое)	паскаль	Па	Pa
Модуль упругости	паскаль	Па	Pa
Частота колебаний	герц	Гц	Hz
Термодинамическая температура	кельвин	К	K
Тепло (количество тепла)	джоуль	Дж	J
Количество вещества	моль	моль	mol
Электрический заряд	кулон	Кл	C
Сила тока	ампер	А	A
Потенциал электрического поля	вольт	В	V
Напряжение (электрическое)	вольт	В	V
Электрическая ёмкость	фарад	Ф	F
Электрическое сопротивление	ом	Ом	Ω
Электрическая проводимость	сименс	См	S
Магнитная индукция	тесла	Тл	T
Магнитный поток	вебер	Вб	Wb
Индуктивность	генри	Гн	H
Сила света	кандела	кд	cd
Световой поток	люмен	лм	lm
Освещенность	люкс	лк	lx
Поток излучения	ватт	Вт	W
Поглощенная доза (доза излучения)	грей	Гр	Gy
Активность препарата	беккерель	Бк	Bq

1.2.2 Множители и приставки для образования десятичных, кратных и дольных единиц и их наименований

Множитель	Приставка		Пример	
	наименование	обозначение		
10^{15}	пета	П	петагерц	ПГц
10^{12}	тера	Т	тераджоуль	ТДж
10^9	гига	Г	гиганьютон	ГН
10^6	мега	М	мегаом	МОм
10^3	кило	к	километр	км
10^2	гекто	г	гектоватт	гВт
10^1	дека	да	декалитр	дал
10^{-1}	деци	д	дециметр	дм
10^{-2}	санти	с	сантиметр	см
10^{-3}	милли	м	миллиампер	мА
10^{-6}	микро	мк	микровольт	мкВ
10^{-9}	нано	н	наносекунда	нс
10^{-12}	пико	п	пикофарад	пф
10^{-15}	фемто	ф	фемтометр	фм

Приставки гекто, дека, деци и санти допускается применять только в наименованиях кратных и дольных единиц, уже получивших широкое распространение (гектар, декалитр, дециметр, сантиметр и др.).

Приставки рекомендуется выбирать таким образом, чтобы числовые значения величин находились в пределах от 0,1 до 1000. Например, для выражения числа $7,5 \cdot 10^{-5}$ м следует выбрать приставку микро ..., а не милли ... или нано С приставкой микро ... получим $7,5 \cdot 10^{-5} = 75$ мкм, т.е. число, находящееся в пределах от 0,1 до 1000. С приставкой милли получим $7,5 \cdot 10^{-5} = 0,075$ мм, т.е., число меньше 0,1. С приставкой нано – $7,5 \cdot 10^{-5} = 75000$ нм, т.е. число, большее 1000.

Наименования и обозначения десятичных кратных и дольных единиц образуются присоединением приставок к наименованиям исходных единиц. Присоединение двух (и более) приставок подряд не допускается. Например, вместо единицы «микромикрофарад» следует применять единицу «пикофарад».

Обозначение приставки пишется слитно с обозначением единицы, к которой она присоединяется. При сложном наименовании производной единицы СИ приставку присоединяют к наименованию первой единицы, входящей в произведение или числитель дроби. Например, кПа·с/м, но не Па·кс/м. В виде исключения из этого правила в случаях, когда это нашло широкое применение, допускается присоединение приставки к наименованию единицы, входящей в знаменатель дроби. Например: кВ/см, А/мм².

Кроме десятичных кратных и дольных единиц допущены к использованию кратные и дольные единицы времени, плоского угла и относительных величин, не являющихся десятичными. Например, единицы времени (минута, час, сутки); единицы плоского угла (градус, минута, секунда).

1.2.3 Внесистемные единицы, допущенные к применению наравне с единицами СИ (в соответствии со стандартом 1052-78 «Метрология. Единицы физических величин»)

Величина	Наименование	Обозначение	Соотношение с единицей СИ
Масса	тонна	т	1000 кг
	грамм	г	0,001 кг
Объем, вместимость	литр	л	0,001 м ³
Относительная величина	единица (число 1)	–	1
	процент	%	10 ⁻²
Логарифмическая величина	бел	Б	–
	децибел	дБ	–
Температура	градус Цельсия	°С	1°С = 1 К

1.2.4 Соотношения между внесистемными единицами и единицами СИ

<i>Единицы механических величин</i>	
Длина	1 ангстрем = 10 ⁻¹⁰ м
Время	1 сутки = 86400 с
	1 год = 365,25 суток = 3,16·10 ⁷ с
	1° = π/180 рад = 1,75·10 ⁻² рад
Плоский угол	1' = (π/108)·10 ⁻² рад = 2,91·10 ⁻⁴ рад
	1'' = (π/648)·10 ⁻³ рад = 4,85·10 ⁻⁶ рад
	1 л = 1 дм ³ = 10 ⁻³ м ³
Масса	1 т = 10 ³ кг
	1 г = 10 ⁻³ кг
	1 а.е.м. = 1,66·10 ⁻²⁷ кг
Сила	1 кгс = 9,81 Н
Работа, энергия	1 эВ = 1,6·10 ⁻¹⁹ Дж
	1 кВт·ч = 3,6·10 ⁶ Дж
Мощность	1 л.с. = 736 Вт
Давление	1 кгс/см ² = 1 атм (техн) = 9,81·10 ⁴ Па
	1 мм рт. ст. = 133,3 Па
Тепло (количество тепла)	1 кал = 4,19 Дж
Магнитная индукция	1 Гс (гаусс) = 10 ⁻⁴ Тл
Напряженность магнитного поля	1 Э (эрстед) = 79,6 А/м ≈ 80 А/м

2. Греческий и латинский алфавиты

Для обозначения физических величин в физике используют греческие и латинские буквы, поэтому знание греческого и латинского алфавита облегчит понимание физического текста.

2.1 Алфавит латинский

Современный латинский алфавит, являющийся основой письменности германских, романских и многих других языков, состоит из 26 букв. Буквы в разных языках называются по-разному. В таблице приведены русские и «русские математические» названия, которые следуют «французской» традиции.

Латинская буква	Название буквы	Латинская буква	Название буквы
	Курсив		Курсив
A, a	<i>A, a</i>	а	эн
B, b	<i>B, b</i>	бэ	о
C, c	<i>C, c</i>	це	пэ
D, d	<i>D, d</i>	дэ	ку, кю
E, e	<i>E, e</i>	е, э	эр
F, f	<i>F, f</i>	эф	эс
G, g	<i>G, g</i>	же, гэ	тэ
H, h	<i>H, h</i>	аш, ха	у
I, i	<i>I, i</i>	и	вэ
J, j	<i>J, j</i>	йот, жи	дубль-вэ
K, k	<i>K, k</i>	ка	икс
L, l	<i>L, l</i>	эль	игрек
M, m	<i>M, m</i>	эм	зет, зета

Немного истории

Первые приставки были введены в 1773–1795 г. при узаконении в Франции метрической системы мер. Было принято для кратных единиц наименования приставок брать из греческого языка, для дольных – из латинского. В те годы были приняты следующие приставки: *кило...* (от греч. *chilioi* – тысяча), *гекто...* (от греч. *hekaton* – сто), *дека...* (от греч. *deka* – десять), *деци...* (от лат. *decem* – десять), *санτι...* (от лат. *centum* – сто), *милли...* (от лат. *mille* – тысяча).

В последующие годы число кратных и дольных единиц увеличилось. Наименования приставок заимствовались иногда и из других языков.

Появились следующие приставки: *мега...* (от греч. *megas* – большой), *гига...* (от греч. *gigas, gigantos* – великан), *тера...* (от греч. *teras, teratos* – огромный, чудовище), *микро...* (от греч. *mikros* – малый, маленький), *нано...* (от греч. *nanos* – карлик), *пико...* (от итал. *piccolo* – небольшой, мелкий), *фемто...* (от датск. *femten* – пятнадцать), *атто...* (от датск. *atten* – семнадцать). Последние приставки – *пета...* и *экса...* – были приняты в 1975 году: *пета* (от греч. *peta* – пять, что соответствует пяти разрядам по 10^3), *экса...* (от греч. *hex* – шесть, что соответствует шести разрядам по 10^3).

2.2 Алфавит греческий

Греческая буква	Название по-английски	Название по-русски
Α α	alpha	альфа
Β β	beta	бета
Γ γ	gamma	гамма
Δ δ	delta	дельта
Ε ε	epsilon	эпсилон
Ζ ζ	zeta	дзета
Η η	eta	эта
Θ θ	theta	тета
Ι ι	iota	йота
Κ κ	kappa	каппа
Λ λ	lambda	ламбда
Μ μ	mu	мю
Ν ν	nu	ню
Ξ ξ	xi	кси
Ο ο	omicron	омикрон
Π π	pi	пи
Ρ ρ	rho	ро
Σ σ	sigma	сигма
Τ τ	tau	тау
Υ υ	upsilon	ипсилон
Φ φ φ	phi	фи
Χ χ	chi	хи
Ψ ψ	psi	пси
Ω ω	omega	омега

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА*Основная литература*

1. Воловик П.М. Фізика. (Підручник для університетів). – К.; Ірпінь: Перун, 2005. – 864 с.
2. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. У трьох томах. Т. 1. Механіка. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Техніка, 2006. – 532 с.
3. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. У трьох томах. Т. 2. Електрика і магнетизм. – К.: Техніка, 2006. – 452 с.
4. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики. У трьох томах. Т. 3. Оптика. Квантова фізика. – К.: Техніка, 2006. – 518 с.
5. Загальний курс фізики: Збірник задач / І.П. Гаркуша, І.Т. Горбачук, В.П. Курінний та ін.; За заг. ред. І.П. Гаркуші. К.: Техніка, 2004. – 560 с.
6. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. М.: Наука, 1985. – 384 с.
7. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учебное пособие для вузов. – М.: Высшая школа, 2002. – 718 с.
8. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 2001. – 542 с.
9. Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике: Учебное пособие. – М.: Высшая школа, 1981. – 496 с.

Дополнительная литература

10. Кудрявцев П.С. Курс истории физики. – М.: Просвещение, 1982. – 447 с.
11. Савельев И.В. Курс общей физики, т. 1. Механика. Молекулярная физика. – М.: Наука, 1988. – 432 с.
12. Савельев И.В. Курс общей физики, т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – М.: Наука, 1988. – 496 с.
13. Савельев И.В. Курс общей физики, т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1988. – 496 с.
14. Савельев И.В. Курс физики: Учебное пособие. В 3-х тт. – 2-е изд. – СПб: Изд-во «Лань», 2006.
15. Тригг Дж. Решающие эксперименты в современной физике. – Изд-во «Мир», 1974. – 159 с.
16. Чертов А.Г. Физические величины (терминология, определения, обозначения, размерности, единицы): Справочник. – М.: Аквариум, 1997. – 335 с.: ил.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абсолютно черное тело** 107
Активность радиоактивного вещества 200
— — — удельная 200
Акцептор 179
Альфа-рапад 197
Альфа-частицы 197
Амортизатор 29
Амплитуда биений 21
— волны стоячей 48
— колебаний 10, 38
— — статическая 31
Анизотропия 168
Атом 145
Атомная единица массы 193
- Бел** 45
Бета-распад 198
Биения 20
- Вектор Пойнтинга** 57
— световой 83
— Умова 43
Векторная диаграмма 19
— модель атома 150
Водородоподобный ион 145
Волна 37
— плоская 38, 39, 54
— стоячая 47
— сферическая 38
Волновая поверхность 38
— функция 138
Волновое поле 38
— число 40
Волновой пакет 49
— фронт 38
Волны де Бройля 135, 138
— звуковые 44
— когерентные 47, 83
— монохроматические 39
— поперечные 37
— продольные 37
— световые 83
— упругие 37
— электромагнитные 37, 53
Время жизни возбужденного состояния атомов 146
— — радиоактивного ядра 199
— релаксации 27
- Высота звука** 44
- Гамма-квант** 201
Гамма-лучи 61, 198, 201
Гармонический осциллятор 9
Гипотеза де Бройля 135
— Планка 110
Гироманнитное отношение 149
Грей 202
Громкость звука 44
Группа волн 49
- Давление света** 98
Дейтерий 193
Демпфер 29
Дефект 169
— массы 195
Двойное лучепреломление 102
Децибел 45
Диод вакуумный 174
— полупроводниковый 182
Дисперсия 97
Дифракция света 91
— электронов 137
Дихроизм 103
Длина волны 38, 39
Добротность колебательной системы 27, 28, 31
Донор 178
Дырка 172
- Единица освещенности** 82
— потока светового 82
— — энергии 43
— — —, плотности 43
— радиоактивности 200
— силы света 82
— угла телесного 81
— уровня громкости 45
— характеристик ионизирующих излучений 202, 203, 204
- Закон Брюстера** 100, 101
— Бугера-Ламбета 96
— Вина второй 110
— Кирхгофа 108
— Малюса 100
— независимости световых лучей 78

- Закон отражения света 70
 — преломления света Снелиуса 79
 — прямолинейного распространения света 78
 — радиоактивного распада 198
 — смещения Вина 110
 — сохранения зарядовых и массовых чисел 197
 — Стефана-Больцмана 109
 Законы фотоэффекта 113
 Звук 44
 Зеркальное тело 108
 Зиверт 204
 Зона валентная 171
 — запрещенная 171
 — проводимости 171
 — разрешенная 171
 — энергетических уровней 170
- И**злучательность 106
 Излучение вынужденное 156
 — рентгеновское 60, 61
 — спонтанное 83, 156
 — тепловое 105
 Изобары 193
 Изотопы 193
 Инверсная заселенность 157
 Интенсивность волны 44, 58
 — звука 44
 — света 83
 Интерференция волн 47
 — света 83
 Интерферометр 90
 Инфразвук 44, 47
 Ион 145
 Испускательная способность 106
 Источник света точечный 81
- К**андела 82
 Квазичастица 172
 Квант 110
 Квантовое число главное 145
 — — магнитное 146
 — — орбитальное 145
 — — спиновое 151
 Когерентность 83
 Колебания 9
 — , авто 10
 — вынужденные 9, 10, 29, 32
 — гармонические 11, 12, 14, 15, 18
- Колебания затухающие 9, 10, 24, 25
 — собственные 9, 10
 Кольца Ньютона 88
 Контактные явления 181
 Контур колебательный 17
 Корпускулярно-волновой дуализм 78, 135
 Коэффициент выпрямления 182
 — затухания 25, 26
 — отражения 107
 — Пельтье 186
 — поглощения 106
 — термоэлектродвижущей силы 185
 — Томсона 187
 Кюри, единица радиоактивности 200
- Л**азер 156
 Логарифмический декремент затухания 27
 Луч 78
 — необыкновенный 102
 — обыкновенный 102
 Люкс 82
 Люмен 82
- М**агнетон Бора 149
 Магнитный момент атома орбитальный 149
 — — — собственный 151, 152
 Массовое число 193
 Маятник математический 15
 — пружинный 13
 — физический 14
 Механический момент орбитальный 148
 — — — собственный 151
- Н**акачка среды 158, 160
 Нейтрон 192
- О**ператор Лапласа 142
 Оптика 78
 — волновая 83
 — геометрическая 78
 — квантовая 105
 Оптическая длина пути 85
 — разность хода 85
 Опыт Дэвиссона и Джермера 136
 — Штерна и Герлаха 150
 Опыты Герца 56
 — Лебедева 99
 — Тартаковского и Томсона 137
 Освещенность 82

- Осциллятор 9
 Относительная спектральная чувствительность глаза 80
 Отражательная способность 107
 Отражение внутреннее 80
- Период** биений 21
 — дифракционной решетки 92
 — колебаний 10, 38
 — — колебательного контура 17
 — — маятника математического 15
 — — — пружинного 14
 — — — физического 15
 — полураспада 199
- Периодическая система элементов Менделеева 153
 Пирометр 111
 Плоскость поляризации 100
 Плотность вероятности 138
 — потока энергии 43
 — энергии объемная 42
 Поглощательная способность 106
 Поглощение света 96
 Подвижность 177
 Подоболочка электронная 154
 Показатель преломления 79
 Полосы равного наклона 87
 — равной толщины 88
 Полупроводник 172, 175
 Поляроид 103
 Порог болевого ощущения 45
 — слышимости 45
 Постоянная Вина 110
 — вращения 104
 — Керра 104
 — Планка 111
 — распада 199
 — Ридберга 146
 — Стефана-Больцмана 110
 Потенциал возбуждения 147
 — ионизации 147
 Поток световой 81
 — энергетический 105
 — энергии 43
 Правила смещения 198
 Преломление света 97
 Приведенная длина физического маятника 16
 Призма Николя 102
 Примесь акцепторная 179
 — донорная 179
- Принцип Гюйгенса-Френеля 91
 — запрета Паули 153
 — суперпозиции волн 47
 Проводимость дырочная 179
 — примесная 175, 178
 — собственная 175, 176
 — электронная 179
 Просветление оптики 89
 Протий 193
 Протон 192
 Процесс апериодический 28
 Пучность 48
- Работа** выхода 114
 Радиоактивность естественная 197
 Радиоволны 59
 Разрешающая способность 93
 Рассеяние света 96
 Резонанс 31
 Резонансная кривая 33
 Рекомбинация 181
 Рентгеновское излучение 60, 61
 Рефракция 97
 Решетка дифракционная 91, 94
- Сверхпроводимость** 175
 Свет естественный 99
 — линейно поляризованный 100
 — монохроматический 86
 — поляризованный 99
 Серия 147
 Серое тело 107
 Сила вынуждающая 29
 — квазиупругая 14
 — света 82
 Скорость волны групповая 50
 — — фазовая 40, 50
 — — электромагнитной 54, 56
 Скорость звука 41
 — света 56
 Смещение статическое 31
 Соотношения неопределенности 139
 Состояние возбужденное 146
 — основное 146
 Спектр акустический 44
 — оптический 78
 Спектральная плотность энергетической светимости 106
 Спин 151
 Степень поляризации 99
 Стерadian 81

- Тембр звука 44
 Термопара 185
 Термоэлектрические явления 184
 Термоэлектродвижущая сила 185
 Термоядерная реакция 196
 Ток смещения 53
 Тритий 193
- Угол Брюстера** 100
 — дифракции 92
 — отражения 78, 80
 — падения 78
 — предельный полного отражения 80
 — преломления 79
 — скольжения 94
 — телесный 81
 Узел 48
 Ультразвук 44, 46
 Уравнение волновое 41, 54
 — дифференциальное колебаний
 — — — вынужденных 30, 32
 — — — гармонических 12, 13, 15, 18
 — — — затухающих 25, 26
 — плоской волны 39, 40
 — стоячей волны 48
 — Шредингера 141, 142
 — Эйнштейна 114
 Уравнения Максвелла 52, 53
 Уровень акцепторный 179
 — громкости 45
 — донорный 179
 Уровни энергии 170
 Условие нормировки 138
- Фаза колебаний** 11
 Ферми, единица длины 194
 Фигуры Лиссажу 23
 Флуктуации 96
 Формула Бальмера 147
 — Вульфа-Брэгга 95
 — Планка 111
 — Томсона 18
 Фотометрия 80
 Фотон 114, 115
 Фотопроводимость 183
 Фотосопротивление 183
 Фотоэффект внешний 112
 — —, красная граница 113
 — —, внутренний 183
 Фронт волны 38
- Характеристика амплитудно-частотная** 31
- Частота колебаний** 10, 39
 — — затухающих 25, 26
 — резонансная 31, 33
 — собственная 13
 — циклическая 10
- Ширина запрещенной зоны** 171
Шкала электромагнитных волн 58
- Электрон**
 — проводимости 176
 — свободный 178
Электронная конфигурация 149
 — оболочка 154
 — подоболочка 154
Электронный захват 198
 — распад 198
 — слой 154
Энергетическая светимость 106
Энергия активации 179
 — колебаний затухающих 28
 — — кинетическая 18
 — — полная 18
 — — потенциальная 18
Эффект Доплера 51
 — Керра 103
 — Комптона 115
- Явление Зеебека** 184
 — Пельтье 186
 — Томсона 187
Ядерные реакции 196
Ядро атома 192
 — —, дефект массы 195
 — —, заряд 193
 — —, масса 193
 — —, радиус 194
 — —, энергия связи 195
 — —, — — удельная 195
Яма потенциальная 143
Ячейка Керра 103

Навчальне видання

**Волков Олександр Федорович
Лумпієва Таїсія Петрівна**

КУРС ФІЗИКИ

У двох томах

Том 2

(російською мовою)

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції: серія ДК №2982 від 21.09.2007.

ISBN 978-966-377-072-7 (загальний)

ISBN 978-966-377-074-1 (том 2)

Підп. до друку 10.06.2009. Формат 60x84/16.

Папір офсетний. Друк різнографія.

Ум. друк. арк. 13. Обл.-вид. арк.

Тираж 200 прим.

Надруковано ТОВ фірма «Друк-Інфо»
83001, м. Донецьк, вул. Артема, 58, к. 1.113
тел. (062) 335-64-55