

О. Ф. КАБАРДИН, В. А. ОРЛОВ, Н. И. ШЕФЕР

**ФАКУЛЬТАТИВНЫЙ
КУРС
ФИЗИКИ**

10 класс

Пособие для учащихся

МОСКВА «ПРОСВЕЩЕНИЕ» 1975

*Рекомендовано к изданию Главным управлением школ
Министерства просвещения СССР*



Кабардин О. Ф. и др.

К12 Факультативный курс физики. 10 класс. Пособие для учащихся. М., «Просвещение», 1975.

192 с. с ил., 1 л. ил.

Перед загл. авт.: О. Ф. Кабардин, В. А. Орлов, Н. И. Шефер.

В книге приведен учебный материал для факультативных занятий по физике в 10 классе средней школы. Содержание книги охватывает колебательные, волновые и квантовые явления. По этим вопросам помещены также примеры решения задач, упражнения и описание работ лабораторного практикума.

К $\frac{60\ 601 - 339}{103\ (03) - 75}$ инф. письмо

53 (075)

§ 1. Гармонические колебания

В таких разделах курса физики, как механика, тепловые явления, молекулярная физика и электродинамика, рассматривались процессы и явления, объединенные по признаку общности вида движения или по признаку единства природы материального объекта исследования. В механике изучались законы движения тел в пространстве и законы их взаимодействия между собой, в молекулярной физике — свойства вещества, обусловленные его атомно-молекулярным строением, а в электродинамике — свойства электромагнитного поля и законы взаимодействия его с веществом.

В разделе, посвященном колебаниям, изучаются явления, объединенные по другому признаку — по признаку общности характера изменения физических величин с течением времени. Колебаниями называют процессы, повторяющиеся через одинаковые промежутки времени. Колебания бывают как механические, так и электромагнитные.

Понятие о гармонических колебаниях. Среди разнообразных характеристик колебаний одной из важнейших является характер зависимости периодически изменяющейся величины от времени:

$$x = f(t).$$

Особое место среди различных типов колебаний занимают гармонические колебания, т. е. колебания, совершающиеся по закону

$$x = x_0 \cos \omega t, \text{ или } x = x_0 \sin \omega t, \quad (1.1)$$

где x — периодически изменяющаяся величина, t — время, x_0 и ω — постоянные величины.

Рассмотрим на простейшем примере условия возникновения механических гармонических колебаний. Пусть на гладкой горизонтальной поверхности находится тело массой m , которое может скользить по этой поверхности без трения (рис. 1). С противоположных сторон к нему прикреплены два резиновых шнура с одинаковой жесткостью k . Концы этих шнуров закреплены в точках A и B . Когда тело находится в начальном положении (посредине), силы

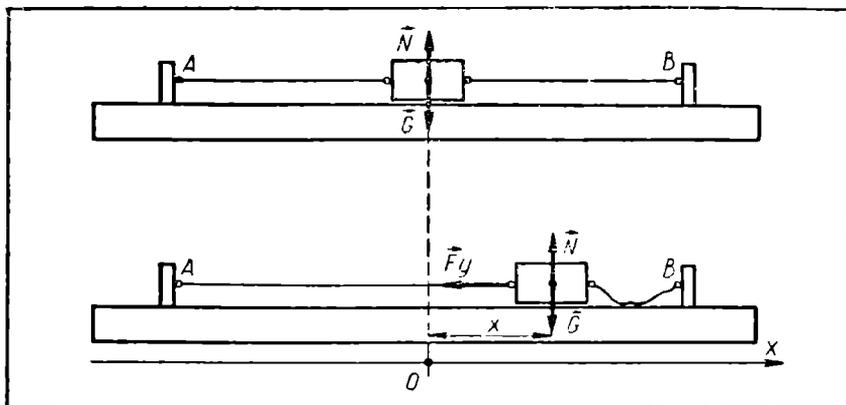


Рис. 1. Колебания тела на гладкой горизонтальной поверхности.

упругости, действующие на тело со стороны шнуров, равны нулю. Смещение тела от начального положения в сторону точки A приводит к растяжению одного шнура, а смещение в сторону точки B — к растяжению второго шнура. Сила упругости, возникающая в результате деформации шнуров, в любом случае направлена к начальному положению тела. Считая деформацию шнура упругой, можно для любого момента времени на основании второго закона Ньютона записать:

$$ma = -kx,$$

или

$$a = -\frac{k}{m}x,$$

где a — ускорение движения тела, x — смещение тела от начального положения, k — жесткость шнура. Введя обозначение

$$\omega^2 = \frac{k}{m}, \quad (1.2)$$

запишем уравнение движения тела так:

$$a = -\omega^2x. \quad (1.3)$$

Сила тяжести, действующая на тело, компенсируется силой реакции опоры, и, следовательно, движение тела происходит под действием одной только силы упругости, направленной вдоль прямой AB . Ускорение является второй производной смещения тела x по времени t :

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = x', \quad (1.4)$$

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = v' = x''. \quad (1.5)$$

Поэтому уравнение движения тела (1.3) принимает вид:

$$x'' = -\omega^2 x. \quad (1.6)$$

Решениями этого уравнения являются гармонические функции

$$x = x_0 \cos \omega t \text{ и } x = x_0 \sin \omega t, \quad (1.7)$$

где x_0 — амплитуда колебаний, ω — циклическая частота, ωt — фаза колебаний.

В этом легко убедиться подстановкой их в уравнение (1.6). Действительно, если $x = x_0 \cos \omega t$, то

$$x' = -\omega x_0 \sin \omega t, \quad (1.8)$$

$$x'' = -\omega^2 x_0 \cos \omega t. \quad (1.9)$$

Следовательно,

$$x'' = -\omega^2 x.$$

В этом уравнении нашли отражение следующие физические условия: 1) в одном положении, называемом положением равновесия, равнодействующая всех сил, действующих на тело, равна нулю; 2) при смещении тела от положения равновесия на него действует сила, пропорциональная смещению x и направленная к положению равновесия.

Из выражения (1.2) следует, что в том случае, когда гармонические колебания тела массой m возникают под действием силы упругости со стороны деформируемого тела с жесткостью k , циклическая частота ω колебаний тела оказывается прямо пропорциональной корню квадратному из коэффициента жесткости k и обратно пропорциональной корню квадратному из массы колеблющегося тела m :

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (1.10)$$

Замечательной особенностью гармонических колебаний, совершающихся под действием силы упругости, является независимость их частоты от амплитуды колебаний x_0 .

Скорость и ускорение при гармоническом колебании. Зная закон изменения смещения гармонически колеблющегося тела

$$x = x_0 \cos \omega t,$$

можно найти законы изменения скорости и ускорения:

$$v = x' = -x_0 \omega \sin \omega t = x_0 \omega \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (1.11)$$

$$a = v' = -x_0 \omega^2 \cos \omega t = x_0 \omega^2 \cos (\omega t + \pi). \quad (1.12)$$

Введя обозначения

$$x_0 \omega = v_0, \quad (1.13)$$

$$x_0 \omega^2 = a_0, \quad (1.14)$$

получим:

$$v = v_0 \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (1.15)$$

$$a = a_0 \cos (\omega t + \pi). \quad (1.16)$$

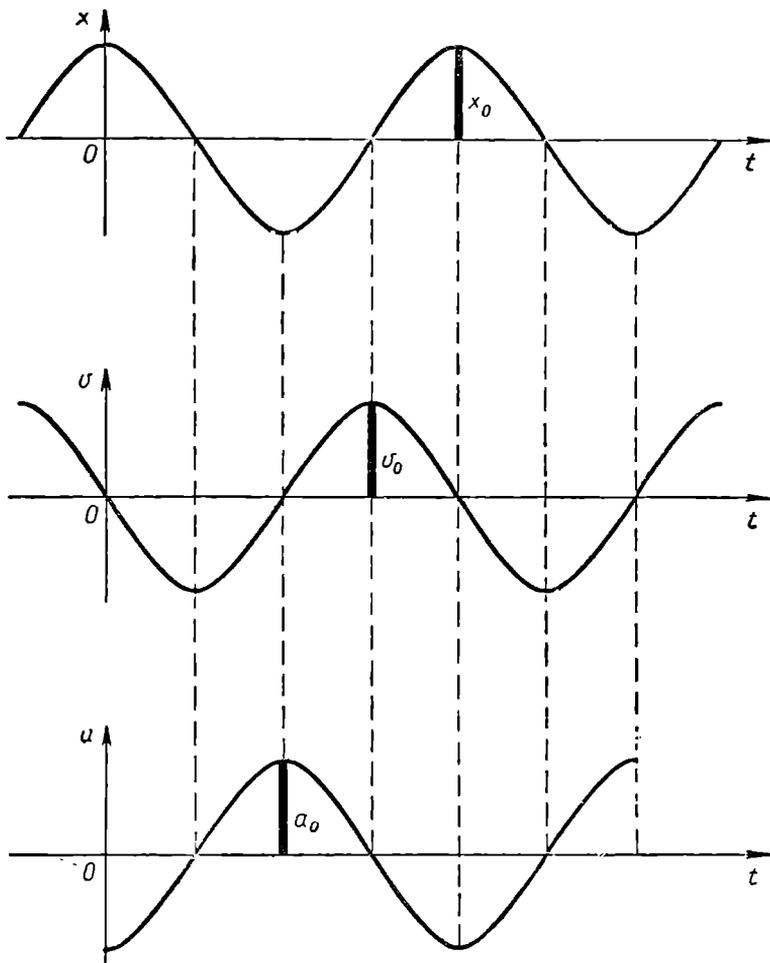


Рис. 2. Графики зависимости от времени координаты, скорости и ускорения тела, совершающего гармонические колебания.

Таким образом, изменения скорости и ускорения также подчиняются гармоническому закону. Амплитуды колебаний скорости (v_0) и ускорения (a_0) зависят от амплитуды колебаний смещения (x_0) и циклической частоты ω . Колебания скорости v и ускорения a

сдвинуты по фазе относительно колебаний смещения тела x соответственно на $\pi/2$ и π .

Графики изменения смещения, скорости и ускорения тела при гармоническом колебании представлены на рисунке 2.

§ 2. Экспериментальное изучение колебаний груза на пружине

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

Оборудование: динамометр лабораторный, набор грузов по 0,1 кг, штатив, линейка деревянная 30 см, секундомер.

В этой лабораторной работе предлагается экспериментально установить, что частота колебаний груза, подвешенного на пружине, не зависит от амплитуды колебаний, и проверить справедливость выражения (1.10) для циклической частоты колебаний.

Для выполнения работы укрепите динамометр в лапке штатива. Чтобы исключить трение, следует освободить проволоку подвеса из направляющего ограничителя.

Проверка независимости частоты колебаний груза на пружине от амплитуды колебаний

1. Подвесьте на пружине динамометра два груза массой по 0,1 кг. Оттяните груз на 1 см вниз от положения равновесия и отпустите его. Измерьте с помощью секундомера или часов с секундной стрелкой интервал времени t , за который груз совершает некоторое число полных колебаний (например, 20 колебаний).

2. Вычислите частоту колебаний

$$\nu = \frac{n}{t}$$

и циклическую частоту

$$\omega = 2\pi\nu.$$

3. Оттянув груз на 2 см вниз от положения равновесия и затем отпустив его, определите частоту колебаний груза при амплитуде 2 см.

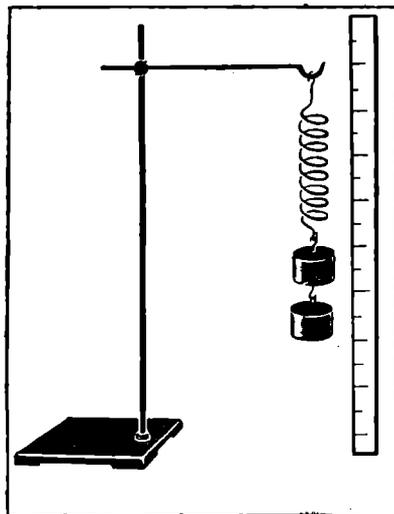


Рис. 3. Лабораторная установка для изучения гармонических колебаний.

4. Такие же измерения и вычисления проведите для колебаний с амплитудой 0,5 см.

Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу.

Таблица 1

Масса груза, m (кг)	Амплитуда колебаний, x_0 (см)	Интервал времени, t (сек)	Число колебаний, n	Частота, ν (сек ⁻¹)	Циклическая частота, ω (сек ⁻¹)
0,2	0,5		20		
0,2	1,0		20		
0,2	2,0		20		

Расчет и измерение частоты колебаний груза на пружине

1. Подвесив на пружине груз известной массы m и измерив удлинение пружины Δx , вызванное действием силы тяжести $G = mg$, определите жесткость пружины k :

$$G = k\Delta x,$$

$$k = \frac{mg}{\Delta x}.$$

2. Используя полученное значение жесткости k пружины, вычислите частоту колебаний грузов с массами 0,1, 0,2, 0,4 кг по формуле

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

3. Подвесьте к пружине груз массой 0,1 кг и определите частоту его колебаний ω_3 .

4. Подвесьте к пружине четыре груза по 0,1 кг и определите частоту колебаний.

5. Вычислите отклонение в процентах значения частоты ω , полученного по формуле (1.10) от экспериментального значения $\omega_3 = 2\pi \frac{n}{t}$.

Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу.

Таблица 2

Жесткость пружины, k ($\frac{н}{м}$)	Масса груза, m (кг)	Частота колебаний, (теоретич.) $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ (сек ⁻¹)	Частота колебаний (эксперимент.) $\omega_3 = 2\pi \frac{n}{t}$ (сек ⁻¹)	$\frac{\omega - \omega_3}{\omega_3} 100\%$

Примечание. Все измерения и вычисления при выполнении настоящей работы и последующих следует производить с точностью до двух значащих цифр.

Контрольные вопросы

1. Какие колебания называются гармоническими!
2. При каких условиях возникают механические гармонические колебания!
3. Должна ли согласно теории частота колебаний груза, подвешенного на пружине, зависеть от амплитуды колебаний! Что показал эксперимент!
4. Каким образом можно доказать, что колебания груза, подвешенного на пружине, гармонические!
5. Какими причинами может быть вызвано некое совпадение значений ω_3 и $\omega!$

§ 3. Экспериментальное изучение свойств математического маятника

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

Оборудование: штатив, стальной шарик, нить, метровая линейка, секундомер, транспортир.

Как было показано в основном курсе физики, шарик малых размеров, подвешенный на тонкой нерастяжимой нити, после отклонения от положения равновесия на малый угол должен совершать периодические колебания, близкие к гармоническим. Период его колебаний определяется выражением:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (3.1)$$

В данной лабораторной работе предлагается проверить применимость формулы (3.1) для определения периода колебаний математического маятника при малых углах отклонения от положения равновесия и обнаружить отличие периода колебаний от значений, получаемых по формуле (3.1), при больших углах отклонения.

Изучение зависимости частоты колебаний математического маятника от его длины

Согласно выражению (3.1) частота колебаний математического маятника должна быть обратно пропорциональна корню квадратному из его длины. Отсюда следует, что произведение частоты колебаний математического маятника ν на корень квадратный из его длины l должно быть постоянной величиной:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}}, \quad (3.2)$$
$$\nu \sqrt{l} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{g} = \text{const.}$$

Для проверки этого свойства маятника произведите измерения частоты его колебаний ν при трех различных значениях длины l и небольшом начальном отклонении шарика от положения равновесия. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу.

Таблица 3

Длина маятника, l (м)	Интервал времени, за который маятник совершил 20 колебаний, t (сек)	Частота колебаний, ν (сек ⁻¹)	\sqrt{l} (м ^{1/2})	$\nu \sqrt{l}$ (м ^{1/2} ·сек ⁻¹)

Исследование зависимости частоты колебаний маятника от амплитуды его колебаний

1. Подвесьте стальной шарик на нити длиной l , равной примерно 1 м. Отклоните маятник на 10° от положения равновесия и измерьте интервал времени t , за который совершается $n = 20$ колебаний.

2. Определите экспериментально частоту ν_3 колебаний маятника:

$$\nu_3 = \frac{n}{t}.$$

3. Вычислите теоретически частоту ν колебаний маятника по формуле (3.2).

4. Найдите относительное отклонение теоретического результата от данных эксперимента.

5. Аналогичные измерения и вычисления выполните при начальных отклонениях нити на 20, 40 и 60° от вертикали.

Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 4.

Таблица 4

Длина маятника, l (м)	Частота колебаний маятника, ν (сек ⁻¹)	Начальное отклонение маятника, α_0	Интервал времени, за который совершается 20 колебаний, t (сек)	Частота колебаний маятника, $\nu_3 = \frac{n}{t}$ (сек ⁻¹)	$\frac{\nu_3 - \nu}{\nu_3} \cdot 100\%$

Контрольные вопросы

1. Подтвердил ли эксперимент теоретически предсказанную зависимость частоты колебаний математического маятника от его длины!

2. Почему при больших углах отклонения маятника частота его колебания ν_3 заметно отличается от значения ν , вычисленного по формуле [3.2]!

§ 4. Графическое представление гармонических колебаний

Наряду с аналитическим способом описания колебаний широко используются различные способы их графического представления. Рассмотрим три наиболее часто употребляемых.

Первый способ — задание графика колебаний $x = f(t)$ в прямоугольной декартовой системе координат. По оси абсцисс откладывается время t , а по оси ординат — значение изменяющейся величины x . Для гармонических колебаний этот график — синусоида (рис. 2).

Второй способ графического представления колебательного процесса — спектральный. По оси ординат отсчитывается амплитуда, а по оси абсцисс — частота гармонических колебаний. Гармонический колебательный процесс с частотой ω_0 и амплитудой x_0 будет представлен в этом случае вертикальным отрезком прямой длиной x_0 , проведенным от точки с координатой ω_0 на оси абсцисс (рис. 4).

Третий способ графического представления гармонических колебаний — способ векторных диаграмм. В этом способе используется следующий, чисто формальный прием для нахождения в любой момент времени t значения величины x , изменяющейся по гармоническому закону

$$x = x_0 \cos \omega t. \quad (4.1)$$

Выберем на плоскости произвольно направленную координатную ось Ox , по которой будет отсчитываться интересующая нас величина x . Из начала координат вдоль оси Ox проведем вектор \vec{x}_0 , модуль которого равен амплитуде гармонического колебания x_0 (рис. 5). Если теперь представим себе, что вектор \vec{x}_0 вращается вокруг начала координат в плоскости xOy с постоянной угловой скоростью ω против часовой стрелки, то величина угла α между вращающимся вектором и осью Ox в любой момент времени определится выражением

$$\alpha = \omega t. \quad (4.2)$$

Проекция вращающегося вектора \vec{x}_0 на ось Ox будет изменяться со временем по закону

$$x = x_0 \cos \omega t. \quad (4.3)$$

Мы получили уравнение, тождественное по форме уравнению (4.1). Следовательно, значение величины x , изменяющейся по гармоническому закону, можно найти в любой момент времени, определив величину проекции на ось Ox вектора \vec{x}_0 , модуль которого равен амплитуде гармонического колебания x_0 , если начало этого вектора совпадает с началом координат, а сам он вращается в пло-

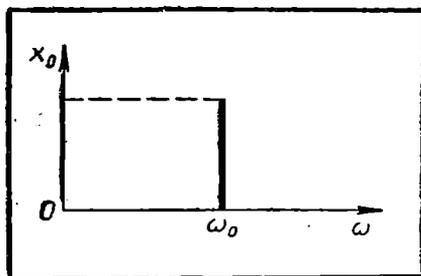


Рис. 4. Спектральный способ графического представления гармонического колебательного процесса.

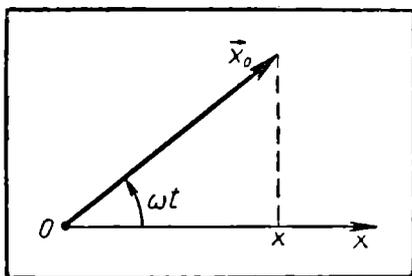


Рис. 5. Представление гармонического колебательного процесса векторной диаграммой.

скости xOy с угловой скоростью ω против часовой стрелки. В начальный момент времени $t = 0$ угол между вектором и осью Ox равен нулю.

§ 5. Свободные колебания в электрическом контуре

Физическая сущность законов механических гармонических колебаний, установленных теоретическим путем, проста и наглядна. Эти законы легко проверяются.

Изучение колебаний таких физических величин, как электрический заряд, сила тока и электрическое напряжение, кажется значительно более трудной задачей, так как ни электрический заряд, ни электрический ток не доступны непосредственным наблюдениям. Однако в действительности дело обстоит иначе. Современные приборы для изучения колебаний в электрических цепях, такие, например, как электронный осциллограф, настолько совершенны и удобны в обращении, что очень часто для изучения колебаний в механических системах составляется и исследуется электрическая цепь, являющаяся моделью механической колебательной системы. Использование таких моделей оказывается возможным благодаря

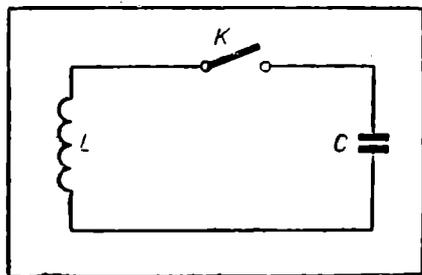


Рис. 6. Электрический колебательный контур.

тому, что законы колебаний величины электрического заряда, силы тока и напряжения в электрической цепи при определенных значениях величин электрического сопротивления R , индуктивности L и емкости C в электрической цепи могут описываться точно такими же математическими выражениями, как колебания смещения, скорости и ускорения тела, совершающего механические колебания.

Колебательный контур. Рассмотрим самую простую электрическую цепь, в которой могут возникать периодические колебания электрического заряда, силы тока и напряжения — колебательный контур. Электрическим колебательным контуром называется электрическая цепь, составленная из конденсатора C и катушки индуктивности L (рис. 6). Выясним, по какому закону происходят изменения напряжения u на обкладках конденсатора C и силы тока i в электрическом колебательном контуре после того, как конденсатор C , имевший в начальный момент времени ($t = 0$) на своих обкладках заряд Q_0 , начал разряжаться через катушку индуктивности L .

При замыкании ключа в катушке индуктивности возникает ток. Изменение силы тока в катушке индуктивности приводит к возникновению э.д.с. самоиндукции e_i . Согласно закону электромагнитной индукции

$$e_i = -L \frac{di}{dt}, \quad e_i = -Li', \quad (5.1)$$

где L — индуктивность катушки, а i' — скорость изменения силы тока в катушке. Если электрическое сопротивление катушки R очень мало, то падением напряжения на нем можно пренебречь ($iR \approx 0$).

В этом случае в любой момент времени напряжение на обкладках конденсатора u_c оказывается равным э.д.с. самоиндукции e_i в катушке:

$$e_i = u_c. \quad (5.2)$$

Отсюда

$$-Li' = \frac{Q}{C},$$

или

$$i' = -\frac{1}{LC} Q. \quad (5.3)$$

Так как

$$i = Q', \quad (5.4)$$

то

$$i' = Q''. \quad (5.5)$$

Следовательно, уравнение (5.3) можно представить в таком виде:

$$Q'' = -\frac{1}{LC} Q. \quad (5.6)$$

Если ввести обозначение

$$\frac{1}{LC} = \omega^2, \quad (5.7)$$

можно уравнение (5.6) записать так:

$$Q'' = -\omega^2 Q. \quad (5.8)$$

Мы получили уравнение зависимости величины электрического заряда Q на обкладках конденсатора колебательного контура от

времени t в таком же виде, в каком была получена зависимость смещения x тела массой m от положения равновесия при действии на него силы упругости, пропорциональной величине смещения и направленной к положению равновесия:

$$x'' = -\omega^2 x.$$

Ясно, что решением уравнения (5.8) является функция

$$Q = Q_0 \cos \omega t. \quad (5.9)$$

Это значит, что в колебательном контуре электрический заряд на обкладках конденсатора изменяется со временем по гармоническому закону.

В этом выражении Q_0 — амплитуда колебаний величины электрического заряда на обкладках конденсатора C .

Формула Томсона. При анализе механических колебаний, происходящих по гармоническому закону, мы установили, что величина ω есть циклическая частота колебаний, т. е. число колебаний, происходящих за 2π сек.

Зная связь между циклической частотой ω и периодом колебаний T

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

и используя выражение (5.7), получаем:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (5.10)$$

Выражение (5.10) называется формулой Томсона.

Колебания тока и напряжения в электрическом контуре. Напряжение на конденсаторе u_C связано с величиной заряда на его обкладках Q соотношением

$$u_C = \frac{Q}{C}. \quad (5.11)$$

Поэтому, используя формулу (5.9), получаем:

$$u_C = \frac{Q_0}{C} \cos \omega t = U_0 \cos \omega t, \quad (5.12)$$

где $U_0 = \frac{Q_0}{C}$ есть амплитуда колебаний напряжения. Наконец, из выражений (5.4) и (5.9) находим закон колебаний силы тока:

$$i = Q' = (Q_0 \cos \omega t)' = -Q_0 \omega \sin \omega t = I_0 \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (5.13)$$

где $I_0 = Q_0 \omega$ есть амплитуда колебаний тока.

Таким образом, сила тока i изменяется также по гармоническому закону с частотой ω , причем колебания тока опережают по фазе колебания напряжения на обкладках конденсатора на $\frac{\pi}{2}$.

Емкостное сопротивление. Из выражений (5.12) и (5.13) найдем отношение амплитуд колебаний напряжения U_0 на конденсаторе и тока I_0 :

$$\frac{U_0}{I_0} = \frac{Q_0}{CQ_0\omega} = \frac{1}{\omega C}. \quad (5.14)$$

Это отношение называют емкостным сопротивлением конденсатора переменному току и обозначают R_C :

$$R_C = \frac{U_0}{I_0} = \frac{1}{\omega C}. \quad (5.15)$$

Зная величину емкостного сопротивления конденсатора переменному току R_C , можно рассчитать амплитуду силы тока I_0 , протекающего через него, если известна амплитуда переменного напряжения U_0 .

$$I_0 = \frac{U_0}{R_C}. \quad (5.16)$$

Индуктивное сопротивление. Напряжение на концах катушки индуктивности u_L равно по величине и противоположно по знаку э.д.с. самоиндукции в катушке e_L :

$$u_L = -e_L. \quad (5.17)$$

Из уравнений (5.1), (5.13) и (5.16) получим:

$$\begin{aligned} u_L = Li' &= -LI_0\omega \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = L\omega I_0 \cos(\omega t + \pi) = \\ &= U_0 \cos(\omega t + \pi). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Отсюда видно, что колебания напряжения на катушке индуктивности происходят по гармоническому закону с той же частотой ω , что и колебания силы тока, но колебания напряжения опережают по фазе колебания силы тока на $\pi/2$.

Амплитуда колебаний напряжения связана с амплитудой колебаний силы тока формулой:

$$U_0 = L\omega I_0,$$

или

$$\frac{U_0}{I_0} = \frac{L\omega I_0}{I_0} = L\omega. \quad (5.19)$$

Это отношение называют индуктивным сопротивлением катушки переменному току и обозначают через R_L :

$$R_L = \frac{U_0}{I_0} = L\omega. \quad (5.20)$$

Зная величину индуктивного сопротивления катушки переменному току R_L , можно рассчитать амплитуду силы тока I_0 , протекающего через нее:

$$I_0 = \frac{U_0}{R_L}. \quad (5.21)$$

При выполнении расчетов емкостное и индуктивное сопротивления элементов цепи переменного тока выполняют роль, аналогичную электрическому сопротивлению элементов цепи постоянного тока, но физический смысл этих величин другой.

Следует иметь в виду, что хотя формулы (5.16) и (5.21) и подобны формуле закона Ома для постоянного тока

$$I = \frac{U}{R}, \quad (5.22)$$

они выполняются только для амплитудных значений силы тока и напряжения; применять же их к мгновенным значениям переменного напряжения и силы тока для конденсатора и катушки нельзя. Действительно, из уравнений (5.12), (5.13) и (5.18) следует:

$$\frac{u_c}{i} = - \frac{Q_0}{CQ_0\omega} \cdot \frac{\cos \omega t}{\sin \omega t} = - \frac{1}{\omega C} \operatorname{ctg} \omega t,$$

$$\frac{u_L}{i} = - \frac{LI_0\omega}{I_0} \cdot \frac{\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)}{\cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)} = - \omega L \operatorname{tg}\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Кроме того, емкостное и индуктивное сопротивления не являются неизменными параметрами элементов цепи, так как их величина зависит от частоты переменного тока.

Наконец, отметим, что в идеальных конденсаторах и катушках не происходит выделения тепла. Следовательно, выражение

$$P = I^2 R, \quad (5.23)$$

с помощью которого вычисляется мощность на участке цепи постоянного тока с электрическим сопротивлением R , не может быть применено для вычисления мощности переменного тока на конденсаторе или катушке путем замены в нем электрического сопротивления R на емкостное сопротивление R_c или индуктивное сопротивление R_L .

При включении в цепь переменного тока участка с чисто активным сопротивлением R (емкостное и индуктивное сопротивления равны нулю) связь между силой тока и напряжением в любой момент времени определяется законом Ома:

$$i = \frac{u}{R}. \quad (5.24)$$

Колебания силы тока и напряжения на активном сопротивлении совпадают по фазе, поэтому амплитудные значения напряжения U_0 и силы тока I_0 связаны аналогичным соотношением:

$$I_0 = \frac{U_0}{R}. \quad (5.25)$$

§ 6. Анализ процессов в электрических цепях переменного тока методом векторных диаграмм

Каждый из методов описания колебаний — аналитический, графический, спектральный и метод векторных диаграмм — обладает своими достоинствами и имеет свою область применений. В качестве примера, наглядно демонстрирующего достоинства метода векторных диаграмм, можно рассмотреть задачу описания процессов, возникающих в электрической цепи переменного тока, содержащей резистор R , катушку индуктивности L и конденсатор C (рис. 7). Зная связь между напряжением и силой тока на любом элементе электрической цепи переменного тока, можно решить задачу о нахождении силы тока в цепи.

Пусть к цепи подведено гармоническое переменное напряжение с частотой ω и амплитудой U_0 .

В случае цепи постоянного тока такая задача решается очень просто. Если известны сопротивления трех последовательно включенных элементов R_1 , R_2 и R_3 , то их общее сопротивление определяется алгебраическим суммированием:

$$R_{\text{общ}} = R_1 + R_2 + R_3.$$

Сила тока в цепи определяется по закону Ома

$$I = \frac{U}{R_{\text{общ}}}.$$

Правило для нахождения общего сопротивления цепи постоянного тока получается как следствие из закона Ома для участка цепи и утверждения, что напряжение на концах электрической цепи равно сумме напряжений на последовательно включенных элементах цепи. Применим аналогичный способ для нахождения общего сопротивления цепи переменного тока.

В любой момент времени сумма напряжений на последовательно включенных элементах цепи R , L и C равна мгновенному значению приложенного напряжения u :

$$u = u_R + u_L + u_C. \quad (6.1)$$

Во всех последовательно включенных элементах цепи сила тока изменяется практически одновременно, так как распространение электромагнитных взаимодействий происходит со скоростью света. Поэтому можно считать, что колебания тока во всех элементах последовательной цепи совпадают по фазе и выражаются формулой

$$i = I_0 \cos \omega t. \quad (6.2)$$

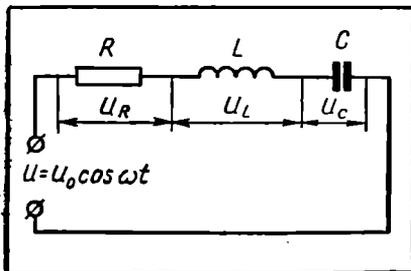


Рис. 7. Последовательная электрическая цепь из R , L и C элементов.

769652

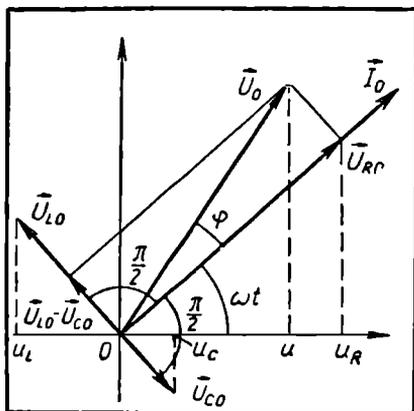


Рис. 8. Векторная диаграмма напряжений в последовательной электрической цепи переменного тока.

Колебания напряжения на резисторе совпадают по фазе с колебаниями силы тока, колебания напряжения на конденсаторе отстают по фазе на $\pi/2$ от колебаний силы тока, а колебания напряжения на катушке индуктивности по фазе опережают колебания силы тока на $\pi/2$. Поэтому равенство (6.1) можно записать так:

$$u = U_{R0} \cos \omega t + U_{C0} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) + U_{L0} \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (6.3)$$

где U_{R0} , U_{C0} и U_{L0} — амплитуды колебаний напряжения на активном сопротивлении, конденсаторе и катушке индуктивности.

Амплитуду колебаний напряжения в последовательной цепи переменного тока можно выразить через амплитудные значения напряжения на отдельных ее элементах, воспользовавшись методом векторных диаграмм. На векторной диаграмме (рис. 8) напряжения на резисторе, конденсаторе и катушке индуктивности определяются проекциями на горизонтальную ось векторов \vec{U}_{R0} , \vec{U}_{C0} и \vec{U}_{L0} , вращающихся с одинаковой угловой скоростью ω против часовой стрелки. Общее мгновенное напряжение u равно сумме мгновенных напряжений u_R , u_C , u_L на отдельных элементах цепи, т. е. сумме проекций векторов \vec{U}_{R0} , \vec{U}_{C0} и \vec{U}_{L0} на горизонтальную ось. Так как сумма проекций векторов на произвольную ось равна проекции суммы этих векторов на ту же ось, то амплитуду полного напряжения можно найти как модуль суммарного вектора:

$$\vec{U}_0 = \vec{U}_{R0} + \vec{U}_{C0} + \vec{U}_{L0}. \quad (6.4)$$

Из рисунка видно, что

$$U_0 = \sqrt{U_{R0}^2 + (U_{L0} - U_{C0})^2}, \quad (6.5)$$

или

$$\begin{aligned} U_0 &= \sqrt{(I_0 R)^2 + (I_0 R_L - I_0 R_C)^2} = \\ &= I_0 \sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2} = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}. \end{aligned}$$

Отсюда

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}. \quad (6.6)$$

Введя обозначение

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}, \quad (6.7)$$

можно связь между амплитудными значениями силы тока и напряжения в последовательной цепи переменного тока выразить так:

$$I_0 = \frac{U_0}{Z}. \quad (6.8)$$

Из векторной диаграммы, приведенной на рисунке 8, видно, что фаза колебаний полного напряжения равна $\omega t + \varphi$. Поэтому мгновенное значение полного напряжения определяется формулой

$$u = U_0 \cos(\omega t + \varphi). \quad (6.9)$$

Величина начальной фазы φ также может быть определена из векторной диаграммы:

$$\cos \varphi = \frac{U_{R0}}{U_0} = \frac{I_0 R}{I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{R}{Z}. \quad (6.10)$$

Величину $\cos \varphi$ важно знать при вычислении мощности в последовательной цепи переменного тока.

Контрольные вопросы

1. Как описываются колебания напряжения в цепи переменного тока методом векторных диаграмм?

2. Можно ли считать, что в последовательной цепи переменного тока мгновенное значение силы тока одинаково на любом участке цепи?

§ 7. Резонанс в последовательной цепи переменного тока

Построив график зависимости амплитуды колебаний силы тока I_0 в последовательной цепи из активного сопротивления R , индуктивности L и емкости C от частоты при неизменном значении амплитуды приложенного переменного напряжения U_0 , мы получим кривую, общий вид которой показан на рисунке 9. По мере увеличения частоты приложенного напряжения сила тока в цепи сначала возрастает, достигает максимального значения и затем убывает.

Такая зависимость силы тока в цепи от частоты объясняется следующим образом. На низких частотах емкостное сопротивление конденсатора переменному току R_C очень велико. С увеличением частоты это сопротивление убывает, а сила тока в цепи возрастает.

Индуктивное сопротивление катушки R_L на низких частотах мало, но увеличивается с ростом частоты. При некоторой частоте ω_0 , называемой резонансной частотой цепи, индуктивное сопротивление катушки R_L становится равным емкостному сопротивлению конденсатора R_C :

$$R_L = R_C. \quad (7.1)$$

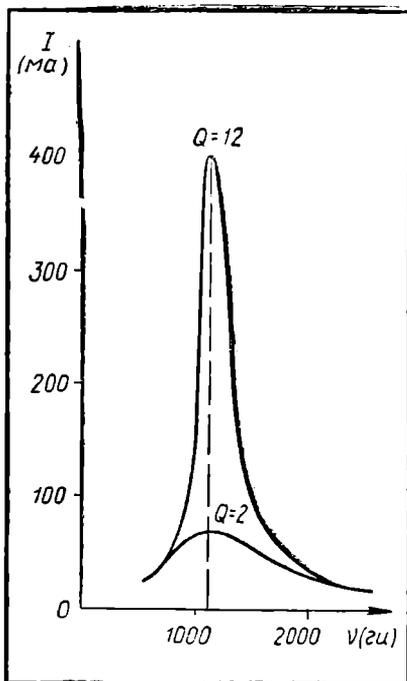


Рис. 9. Зависимость силы тока от частоты в последовательной цепи переменного тока.

При более высоких частотах R_L превышает R_C . Возрастание индуктивного сопротивления с частотой приводит к убыванию силы тока в цепи на частотах, больших резонансной.

Так как колебания напряжения на конденсаторе и катушке индуктивности при их последовательном включении происходят в противофазе, а ток через все элементы цепи протекает один и тот же, то при равенстве индуктивного и емкостного сопротивлений напряжения на них в любой момент времени одинаковы по модулю, но имеют противоположные знаки:

$$u_L = -u_C. \quad (7.2)$$

Поэтому резонанс в последовательной электрической цепи переменного тока и называют резонансом напряжений.

При резонансе напряжение на активном сопротивлении оказывается равным напряжению на всех трех элементах цепи:

$$u = u_R + u_L + u_C = u_R.$$

Отсюда можно найти мгновенные и эффективные значения силы тока в цепи при наступлении резонанса:

$$i_{\text{рез}} = \frac{u_R}{R} = \frac{u}{R}, \quad I_{\text{рез}} = \frac{U_R}{R} = \frac{U}{R}. \quad (7.3)$$

Тот же результат можно получить из выражения (6.6), используя условие (7.1) резонанса.

Условие (7.1) резонанса в последовательной цепи переменного тока позволяет определить резонансную частоту ω_0 по известным значениям индуктивности катушки L и емкости конденсатора C :

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}, \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (7.4)$$

Таким образом, резонанс в последовательной цепи переменного тока наступает при совпадении частоты переменного тока ω с частотой свободных колебаний в контуре, состоящем из конденсатора C и катушки индуктивности L [см. выражение (5.7)].

Индуктивное сопротивление катушки R_L и емкостное сопротивление конденсатора R_C при резонансе в последовательной цепи можно выразить через величины L и C :

$$R_L = \omega L = \frac{1}{\sqrt{LC}} L = \sqrt{\frac{L}{C}},$$

$$R_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{\sqrt{LC}}{C} = \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (7.5)$$

Величину $\sqrt{\frac{L}{C}}$ называют волновым сопротивлением последовательного колебательного контура и обозначают буквой ρ :

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (7.6)$$

Определим амплитуду колебаний напряжения на катушке индуктивности U_{L_0} и на конденсаторе U_{C_0} при наступлении резонанса в последовательной цепи:

$$U_{L_0} = U_{C_0} = I_0 \rho = \frac{U_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (7.7)$$

Выражение (7.7) показывает, что при наступлении резонанса в последовательной цепи переменного тока амплитуды U_{L_0} и U_{C_0} колебаний напряжения на катушке индуктивности и конденсаторе могут превосходить амплитуду колебаний приложенного напряжения U_0 . Отношение амплитуды напряжения на катушке индуктивности (или на конденсаторе) при наступлении резонанса к амплитуде приложенного напряжения равно отношению волнового сопротивления контура к его активному сопротивлению:

$$\frac{U_{L_0}}{U_0} = \frac{U_{C_0}}{U_0} = \frac{I_0 \rho}{I_0 R} = \frac{\rho}{R}. \quad (7.8)$$

Это отношение называют добротностью контура и обозначают буквой Q :

$$Q = \frac{\rho}{R}. \quad (7.9)$$

Добротность может достигать значений порядка 100 и даже более высокого.

Зная добротность контура, можно определить амплитуду вынужденных колебаний напряжения на катушке индуктивности или конденсаторе при наступлении резонанса, если известна амплитуда напряжения, подведенного к контуру.

Если, например, в колебательный контур с добротностью $Q = 100$ включен источник переменного напряжения с амплитудой, равной 1 в, то при наступлении резонанса амплитуда вынужденных колебаний напряжения на катушке индуктивности и конденсаторе достигает 100 в!

Явление увеличения амплитуды колебаний напряжения при настройке контура в резонанс с источником колебаний широко

используется в радиотехнике: в схемах радиоприемников, усилителей, генераторов высокочастотных колебаний.

С увеличением добротности контура уменьшается ширина резонансного пика, резонанс становится более острым. Вид резонансных кривых, полученных при различных значениях добротности контура, представлен на рисунке 9.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте условие наступления резонанса в последовательном колебательном контуре.
2. Какими параметрами электрической цепи определяется сила тока при наступлении резонанса!
3. Каков физический смысл волнового сопротивления контура!
4. Что называется добротностью контура!

§ 8. Измерение емкостного сопротивления конденсатора

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

Оборудование: источник переменного напряжения на 24 в, конденсатор бумажный 6 мкф, конденсатор неизвестной емкости, миллиамперметр переменного тока, соединительные провода, ключ однополюсный, вольтметр переменного тока.

Емкостное сопротивление конденсатора синусоидальному переменному току определяется выражением

$$R_C = \frac{U_0}{I_0} = \frac{U}{I} = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi\nu C}. \quad (8.1)$$

Используя это выражение, можно вычислить эффективное значение силы тока, протекающего через конденсатор при заданном эффективном значении переменного напряжения. И, наоборот, по измеренным эффективным значениям силы тока и напряжения можно вычислить величину емкости конденсатора.

Последовательность выполнения работы

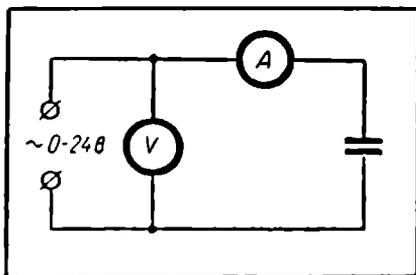


Рис. 10. Электрическая схема для измерения емкостного сопротивления конденсатора.

1. Соберите электрическую цепь по схеме, представленной на рисунке 10. Подайте на обкладки конденсатора переменное напряжение 15—20 в с частотой 50 гц и измерьте силу тока в цепи конденсатора.

2. Рассчитайте силу тока в цепи по формуле (8.1) и сравните полученные результаты.

3. Включите в электрическую цепь конденсатор неизвестной емкости C_x и измерьте

величину протекающего через него переменного тока при заданном значении переменного напряжения. Используя выражение (8.1), вычислите величину емкости конденсатора.

Контрольные вопросы

1. Почему через конденсатор проходит переменный ток, а постоянный не проходит?
2. Объясните зависимость емкостного сопротивления конденсатора от емкости конденсатора и частоты переменного напряжения.

§ 9. Измерение индуктивного сопротивления катушки ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

Оборудование: источник переменного напряжения на 24 в, школьный разборный трансформатор, вольтметр и миллиамперметр переменного тока, соединительные провода, ключ однополюсный, измерительный мост.

Индуктивное сопротивление катушки переменному току с частотой ν определяется выражением

$$R_L = \omega L = 2\pi\nu L.$$

Задача определения индуктивного сопротивления и индуктивности катушки осложняется тем, что наряду с индуктивным сопротивлением катушка обычно обладает еще и активным сопротивлением R . Поэтому сначала определяют полное сопротивление Z катушки переменному току, измерив эффективные значения переменного напряжения на концах катушки и силы тока:

$$Z = \frac{U_0}{I_0} = \frac{U}{I}.$$

Затем, используя выражение

$$Z = \sqrt{R^2 + R_L^2},$$

находят индуктивное сопротивление катушки:

$$R_L = \sqrt{Z^2 - R^2}.$$

Величину активного сопротивления катушки R при этом нужно измерить в отдельном опыте.

Последовательность выполнения работы

1. Соберите электрическую цепь по схеме, представленной на рисунке 11, используя в качестве катушки индуктивности обмотку трансформатора на 127 в. Подайте переменное напряжение 20—30 в и измерьте силу тока

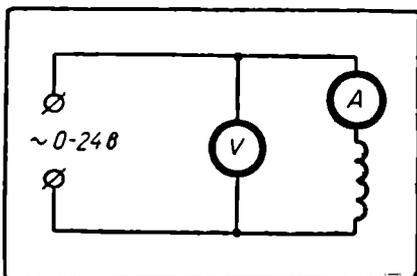


Рис. 11. Электрическая схема для измерения индуктивного сопротивления катушки.

в цепи. Вычислите полное сопротивление катушки переменному току по формуле

$$Z = \frac{U}{I}.$$

2. Выключите переменное напряжение и измерьте электрическое сопротивление катушки R с помощью измерительного моста.

3. По результатам измерений полного Z и активного R сопротивлений катушки вычислите ее индуктивное сопротивление и индуктивность L .

Контрольные вопросы

1. Поясните физическую природу индуктивного сопротивления катушки.
2. Почему индуктивное сопротивление катушки увеличивается с возрастанием частоты переменного тока?
3. Почему индуктивное сопротивление катушки возрастает при внесении в него железного сердечника?

§ 10. Трехфазный генератор

Сложение электрических гармонических колебаний. Рассмотрим один замечательный пример сложения переменных токов. Пусть в электрической цепи, принципиальная схема которой представлена на рисунке 12, действуют три электрических генератора гармонических колебаний, вызывающие в цепи вынужденные колебания электрического тока. Пусть также колебания силы тока в сопротивлениях нагрузки R_1 , R_2 , R_3 происходят с одинаковой частотой и амплитудой, но со сдвигом по фазе на $\frac{2}{3}\pi$ и $\frac{4}{3}\pi$:

$$\begin{aligned} i_1 &= I_0 \cos \omega t, \\ i_2 &= I_0 \cos \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right), \\ i_3 &= I_0 \cos \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right). \end{aligned} \quad (10.1)$$

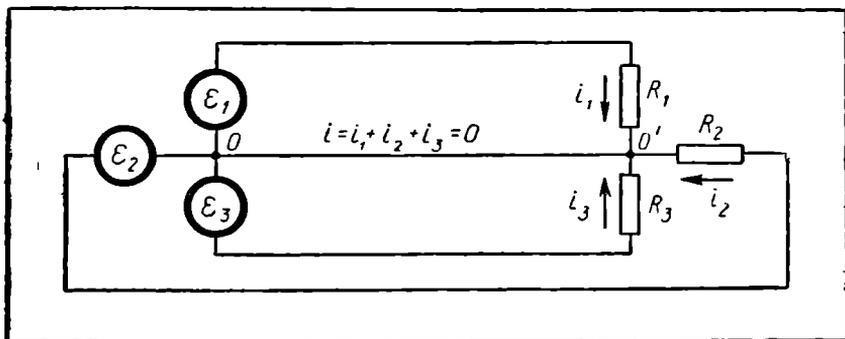


Рис. 12. Система с тремя генераторами переменного тока.

На участке цепи между точками O и O' сила тока в любой момент времени равна алгебраической сумме сил токов, протекающих через сопротивление нагрузки R_1, R_2, R_3 :

$$\begin{aligned}
 i &= i_1 + i_2 + i_3 = I_0 \cos \omega t + \\
 &+ I_0 \cos \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right) + \\
 &+ I_0 \cos \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right) = I_0 \left[\cos \omega t + \right. \\
 &+ \cos \omega t \cdot \left(-\frac{1}{2} \right) - \sin \omega t \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} + \\
 &+ \cos \omega t \cdot \left(-\frac{1}{2} \right) - \sin \omega t \times \\
 &\quad \left. \times \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \right] = 0. \quad (10.2)
 \end{aligned}$$

Таким образом, при сложении трех токов, изменяющихся по гармоническому закону с одинаковой частотой и амплитудой и отличающихся по фазе на $\frac{2}{3} \pi$ и $\frac{4}{3} \pi$ друг относительно друга, суммарный ток в любой момент равен нулю.

Полученный результат может показаться лишь математическим или физическим курьезом, не имеющим практического значения. Однако описанный эффект находит применение в линиях электропередачи переменного тока.

Пусть на электростанции имеются три одинаковых генератора переменного тока и передача электроэнергии от них ведется по трем парам электрических проводов. При одинаковых частотах и амплитудах вырабатываемого ими переменного напряжения, сдвиге фаз колебаний напряжения на $\frac{2}{3} \pi$ и $\frac{4}{3} \pi$ и одинаковых нагрузках во всех трех цепях в линиях протекают переменные токи одинаковой частоты и амплитуды, сдвинутые по фазе на $\frac{2}{3} \pi$ и $\frac{4}{3} \pi$. При совмещении трех проводов из трех линий в один провод суммарный ток в нем оказывается в любой момент времени равным нулю (рис. 12). Следовательно, этот провод можно из линии электропередачи удалить, уменьшив тем самым расходы металла, необходимого на строительство линий, вдвое. Эта экономия металла, например, для линии электропередач на 500 км длины 1000 км составляет около 17 тыс. t стали и алюминия!

Впервые предложил использовать в практике трехфазную систему переменных токов выдающийся русский электротехник Михаил Осипович Доливо-Добровольский в 1888 году. Он же первым сконструировал и построил трехфазный генератор, трехфазный



М. О. Доливо-Добровольский

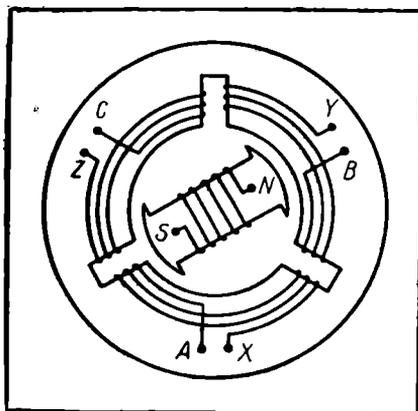


Рис. 13. Трехфазный генератор.

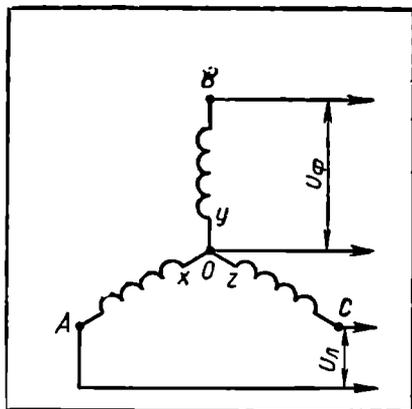


Рис. 14. Соединение обмоток трехфазного генератора по схеме звезды.

асинхронный электродвигатель и трехфазную линию электропередачи.

Трехфазный генератор. Поддержание постоянного сдвига по фазе между колебаниями напряжения на выходе трех независимых генераторов является довольно сложной технической задачей. На практике для получения трех токов, сдвинутых по фазе, используются трехфазные генераторы. Индуктором в генераторе трехфазного тока служит электромагнит, обмотка которого питается постоянным током. Индуктор является ротором, а якорь генератора является статором. В пазах статора расположены три независимые электрические обмотки, сдвинутые в пространстве одна относительно другой на $1/3$ окружности статора, т. е. на углы $\frac{2}{3}\pi$.

При вращении ротора с угловой скоростью ω в каждой из трех обмоток возникает э.д.с. индукции, изменяющаяся по гармоническому закону с частотой ω (рис. 13). Вследствие сдвига обмоток в пространстве фазы колебаний в них сдвинуты на $\frac{2}{3}\pi$ и $\frac{4}{3}\pi$. Таким образом, один генератор трехфазного тока заменяет три генератора однофазного тока, колебания напряжения на выходе которых сдвинуты по фазе.

Один из выводов фазной обмотки генератора называют ее началом, другой называют концом. Начала обмоток трехфазного генератора обычно обозначают латинскими буквами *A, B, C*, а концы соответственно буквами *X, Y, Z*.

Соединение фаз генератора звездой. Существует два основных способа соединения фазных обмоток генератора между собой: звездой и треугольником. При соединении звездой (услов-

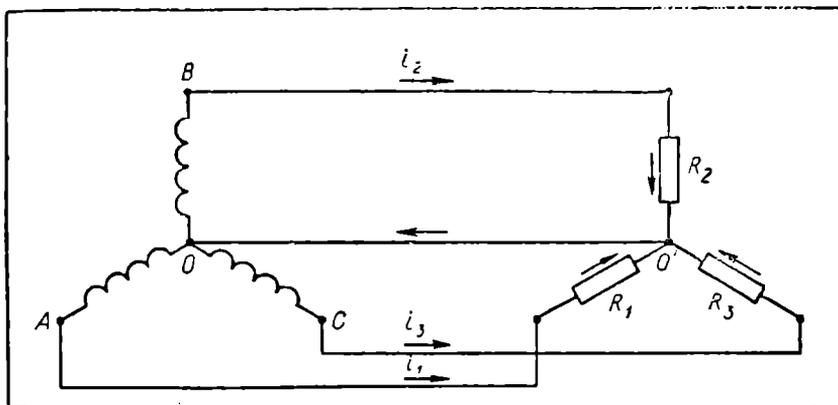


Рис. 15. Включение нагрузки в трехфазной цепи по схеме звезды.

ное обозначение Y) все концы фазных обмоток X, Y, Z соединяют в общий узел O , который называется нейтральной или нулевой точкой генератора (рис. 14).

Напряжение между началом и концом каждой фазной обмотки генератора называют фазным напряжением U_{ϕ} , а напряжение между началами фазных обмоток — линейным напряжением U_{π} .

Связь между линейным и фазным напряжениями можно получить, найдя сумму

$$\begin{aligned}
 u_{\pi} &= u_{AB} = u_{AO} - u_{BO} = U_0 \cos \omega t - U_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) = \\
 &= U_0 2 \sin\left(\frac{\omega t + \omega t - \frac{2}{3}\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{\omega t - \omega t + \frac{2}{3}\pi}{2}\right) = \\
 &= \sqrt{3} U_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{3}\right). \quad (10.3)
 \end{aligned}$$

Отсюда видно, что при соединении звездой линейное напряжение изменяется по гармоническому закону с той же частотой, что и фазное напряжение, амплитуда колебаний линейного напряжения больше амплитуды колебаний фазного напряжения в $\sqrt{3}$ раза. Следовательно, в этом случае линейное эффективное напряжение превышает эффективное фазное напряжение также в $\sqrt{3}$ раз:

$$U_{\pi} = \sqrt{3} U_{\phi}. \quad (10.4)$$

Соединение нагрузки звездой. При соединении трех концов нагрузки в один узел O получаем ее соединение звездой. Три других

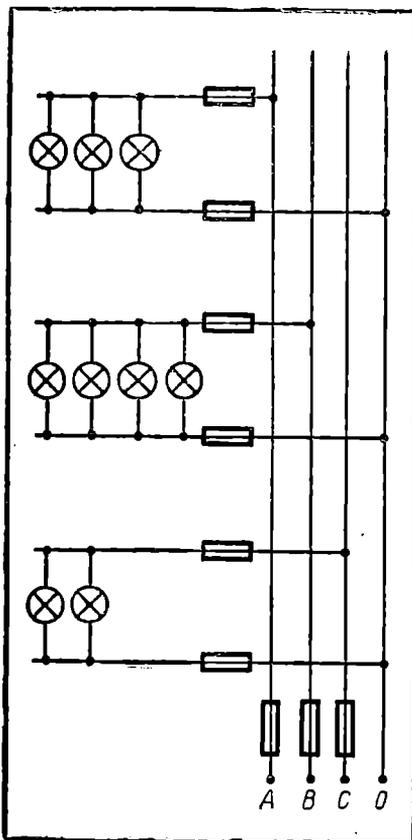


Рис. 16. Схема подключения нагрузки в четырехпроводной линии с нулевым проводом.

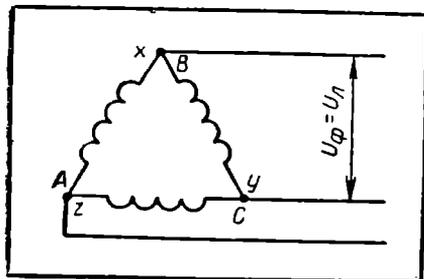


Рис. 17. Соединение обмоток трехфазного генератора по схеме треугольника.

вывода нагрузки соединяют с началами фазных обмоток генератора проводами, которые называют линейными. Провод, соединяющий точки O и O' , называют нейтральным или нулевым проводом. Из схемы, изображенной на рисунке 15, видно, что фазные токи I_{ϕ} равны соответствующим токам, текущим в линейных проводах:

$$I_{\phi} = I_{л}.$$

При симметричной нагрузке ($R_1 = R_2 = R_3$) сила тока во всех фазных обмотках одинакова. Поэтому ток в нейтральном проводе в соответствии с выражением (10.2) равен нулю. В этом можно убедиться экспериментально, если собрать электрическую цепь по схеме, изображенной на рисунке 15, и измерить силу тока в линейных проводах и в нейтральном проводе.

Но при несимметричной нагрузке фаз, что имеет место в осветительных сетях, ток в нулевом проводе не равен нулю и нулевой провод необходим (рис. 16).

Для питания трехфазных двигателей, являющихся симметричной нагрузкой, часто прокладывают трехпроводную линию. На стороне потребителей применяют линейные и фазные напряжения 380 в/220 в или 220 в/127 в.

Соединение фазных обмоток генератора треугольником. Обмотки трехфазного генератора можно соединить треугольником (условное обозначение Δ). Для этого конец X первой обмотки генератора соединяют с началом B второй фазной обмотки,

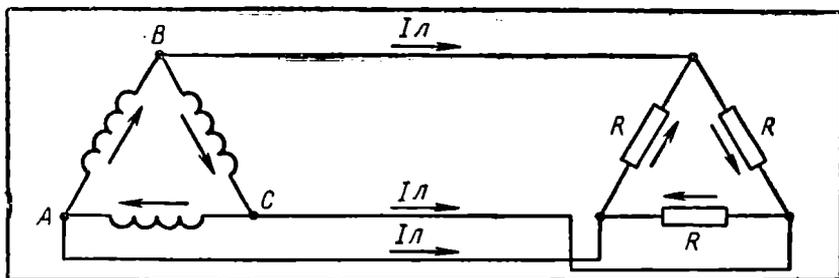


Рис. 18. Включение нагрузки в трехфазной цепи по схеме треугольника.

конец Y второй обмотки соединяют с началом C третьей обмотки, а конец Z третьей обмотки соединяют с началом A первой обмотки (рис. 17). При таком соединении сумма фазных э.д.с. равна нулю:

$$e = e_1 + e_2 + e_3 = 0.$$

Следовательно, при отсутствии внешней нагрузки сила тока в обмотках генератора равна нулю.

При подключении генератора, обмотки которого соединены по схеме треугольника, к трехпроводной линии фазное напряжение оказывается равным линейному (рис. 17):

$$U_{\phi} = U_{л}.$$

Следовательно, для получения нужного линейного напряжения каждая фазная обмотка генератора должна быть рассчитана на напряжение в $\sqrt{3}$ больше, чем в случае соединения обмоток генератора звездой. Это приводит к удорожанию генератора. В связи с этим обмотки генератора обычно соединяются звездой.

Соединение нагрузки треугольником. Независимо от того, как соединены обмотки генератора, нагрузка может быть соединена как звездой, так и треугольником.

На рисунке 18 показано соединение нагрузки треугольником. В этом случае напряжение на каждой нагрузке равно линейному напряжению трехфазной системы. Используя метод векторных диаграмм, можно показать, что при симметричной нагрузке, включенной по схеме треугольника, между фазными и линейными значениями токов выполняется соотношение

$$I_{л} = \sqrt{3} I_{\phi}.$$

При несимметричной нагрузке это соотношение не выполняется.

Контрольные вопросы

1. Какая система электрических цепей называется трехфазной?
2. Как действует трехфазный генератор?
3. Как соединить фазные обмотки генератора и нагрузки звездой? Какое соотношение между значениями фазных и линейных токов и напряжений будет в этом случае?

4. Каково назначение нейтрального провода в четырехпроводной трехфазной системе, выполненной по схеме звезды!

5. Как соединить фазные обмотки генератора и нагрузки треугольником! Каково соотношение между значениями фазных и линейных токов и напряжений в этом случае!

6. Почему обмотки трехфазного генератора обычно соединяют звездой!

7. В чем преимущества соединения нагрузки треугольником перед соединением ее звездой без нулевого провода!

§ 11. Получение вращающегося магнитного поля. Асинхронный двигатель

Важнейшим достоинством трехфазной системы для современной промышленности является возможность создания и широкого использования в практике очень простых и надежных электродвигателей, принцип действия которых основан на использовании трехфазного тока.

Рассмотрим устройство и принцип действия трехфазного электродвигателя. Его статор имеет такое же устройство, как и статор трехфазного генератора. Три обмотки электродвигателя соединяют звездой или треугольником и подключают к трехфазной сети.

При прохождении тока каждая обмотка создает переменное магнитное поле. Так как в любой момент времени индукция магнитного поля B пропорциональна силе тока в катушке i , то изменения индукции магнитного поля любой катушки будут происходить по тому же закону, по которому происходят изменения силы тока в ней. Учитывая сдвиг фаз между токами в катушках, можно записать:

$$B_1 = B_0 \sin \omega t, \quad (11.1)$$

$$B_2 = B_0 \sin \left(\omega t - \frac{2}{3} \pi \right), \quad (11.2)$$

$$B_3 = B_0 \sin \left(\omega t - \frac{4}{3} \pi \right). \quad (11.3)$$

Если бы векторы индукции всех трех магнитных полей были направлены по одной прямой, то суммарная магнитная индукция была бы равна нулю в любой момент времени.

Однако в трехфазном электродвигателе обмотки сдвинуты друг относительно друга по окружности статора на 120° (рис. 19). Такие же углы образуют между собой векторы магнитной индукции \vec{B}_1 , \vec{B}_2 и \vec{B}_3 в межполюсном пространстве. Их следует складывать как векторы:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3. \quad (11.4)$$

Выполнив такое сложение, можно убедиться, что модуль вектора магнитной индукции результирующего магнитного поля трех катушек имеет постоянную величину $B = 1,5 B_0$. Сам же вектор \vec{B} вращается в плоскости осей катушек с угловой скоростью ω .

Этот вывод можно проверить экспериментально. Если во вращающееся магнитное поле поместить магнитную стрелку или рамку, питаемую постоянным током, то они будут вращаться с той же угловой скоростью, с какой вращается магнитное поле, т. е. синхронно с ним. Это явление используется в синхронных двигателях. Однако более широко используются в промышленности асинхронные трехфазные двигатели.

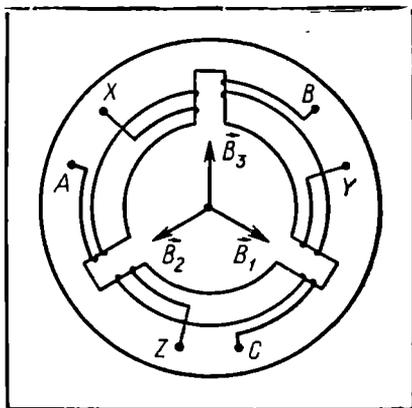


Рис. 19. Расположение обмоток в трехфазном двигателе.

Асинхронный трехфазный двигатель. Рассмотрим принцип действия асинхронного двигателя. Если во вращающееся магнитное поле поместить замкнутую металлическую рамку на оси, совпадающей с осью вращения поля, то вследствие вращения магнитного поля магнитный поток, пронизывающий металлическую рамку, изменяется. Это приводит к возникновению в рамке э.д.с. индукции

$$e = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

и возникновению индукционного тока I . При взаимодействии вращающегося магнитного поля с током, протекающим в рамке, возникают силы Ампера

$$F = BI \sin \alpha,$$

действующие на каждую сторону рамки. Эти силы создают вращающий момент, вращающий рамку в направлении вращения поля (рис. 20).

По мере того как скорость вращения рамки приближается к скорости вращения магнитного поля, скорость изменения пронизывающего ее магнитного потока уменьшается, поэтому уменьшается э.д.с. индукции и сила тока в рамке. Это приводит к уменьшению момента сил, действующих на рамку.

При равенстве скоростей вращения магнитного поля и рамки э.д.с. индукции и ток в рамке равны нулю. Следовательно, и момент сил, вызывающих вращение рамки, становится равным нулю. Поэтому рамка в электродвигателе такого типа вращается всегда медленнее магнитного поля, т. е. несинхронно с ним. Электродвигатель, в котором вращающееся магнитное поле взаимодействует с током в обмотках ротора, индуктированным этим же магнитным полем, называется асинхронным двигателем.

Величина вращающего момента на валу трехфазного асинхронного электродвигателя возрастает с уменьшением скорости

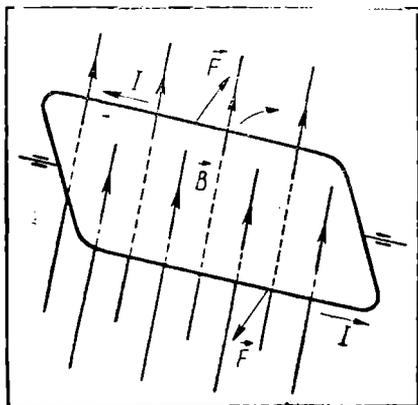


Рис. 20. Рамка с током во вращающемся магнитном поле.

Простота асинхронных двигателей в изготовлении и надежность их в эксплуатации привели к тому, что большая часть всех двигателей, применяемых в народном хозяйстве страны, приходится на долю асинхронных двигателей.

Так как при изменении порядка включения начала и конца любой из обмоток статора направление вращения магнитного поля изменяется на противоположное, то для реверсирования (т. е. для изменения направления вращения ротора) трехфазного двигателя достаточно изменить порядок включения начала и конца одной из обмоток статора к сети трехфазного тока.

Контрольные вопросы

1. Есть ли принципиальное различие между векторной диаграммой сложения напряжений в последовательной цепи переменного тока и нахождением результирующего вектора индукции магнитного поля от нескольких катушек, через которые пропускается переменный ток!

2. Когда на валу асинхронного двигателя развивается максимальный момент сил — в момент пуска двигателя или в установившемся режиме вращения!

§ 12. Понятие о гармоническом анализе периодических процессов

Негармонические колебания. При теоретическом рассмотрении колебаний наибольшее внимание уделяется гармоническим колебаниям. Однако ни один реальный физический процесс не происходит в действительности в точности по гармоническому закону. Например, не подчиняется гармоническому закону колебание земной коры при землетрясениях.

Ни один колебательный процесс в природе или технике не продолжается бесконечно долго, а имеет начало и конец во времени.

вращения ротора и достигает максимального значения при его остановке.

Наиболее широко применяются асинхронные трехфазные двигатели с короткозамкнутым ротором. В таких машинах обмотка ротора представляет собой систему медных стержней, заложенных в пазы ротора и соединенных с торцов медными кольцами. Обмотку такого типа называют «беличьим колесом». Беличье колесо может быть и алюминиевым (его при изготовлении заливают в расплавленном состоянии в пазы ротора под давлением).

А колебательный процесс, ограниченный во времени, не является гармоническим. Шарик, подвешенный на нити, и груз, подвешенный на пружине, совершают колебания, которые лишь близки к гармоническим. Соппротивление воздуха, необратимые потери энергии на нагревание нити и пружины при их деформации приводят к тому, что амплитуда колебаний уменьшается и колебания становятся негармоническими.

Встречаются в природе колебательные процессы, протекающие весьма длительное время. Примером колебаний такого рода могут служить периодические изменения напряжения между различными участками человеческого тела, возникающие в результате работы сердца. График зависимости от времени «вырабатываемого» сердечной мышцей напряжения называется электрокардиограммой. Изучение формы электрокардиограммы очень часто помогает врачу определить характер сердечного заболевания. Электрокардиограмма человека очень мало похожа на синусоиду, т. е. колебания биотоков являются негармоническими (рис. 21).

Другой пример негармонических колебаний, происходящих в природе, — колебания уровня воды в открытых морях и океанах. Колебания уровня воды во многих морских портах настолько значительны, что точное предсказание отливов и приливов оказывается важной практической задачей: глубина осадки современных морских судов велика, и многие морские порты могут принимать их лишь в часы прилива.

Хотя причины возникновения приливов были выяснены еще Ньютоном, теоретический расчет уровня прилива на любой день и час путем применения закона всемирного тяготения к системе Земля — Луна — Солнце оказывается слишком сложной задачей и сегодня. Вместо теоретических расчетов влияния притяжения Луны и Солнца в каждом порту производят регулярные наблюдения приливов и на основе многолетних наблюдений определяют периодичность изменения уровня воды. Зависимость высоты прилива от времени оказывается очень сложной, и выразить ее какой-то одной формулой довольно трудно. Обычно задача предвычисления приливов и отливов и ряд других задач по исследованию периодичес-

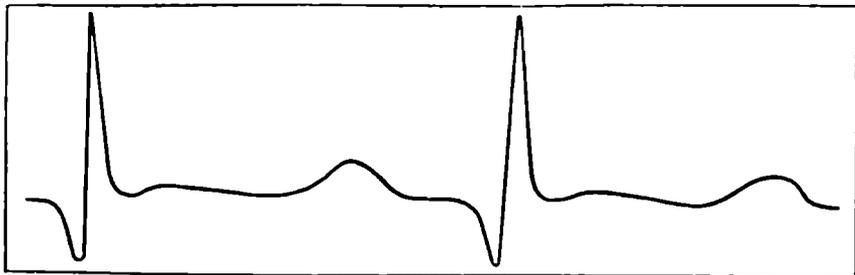


Рис. 21. Электрокардиограмма.

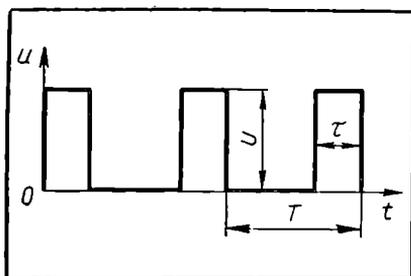


Рис. 22. График негармонической периодической функции.

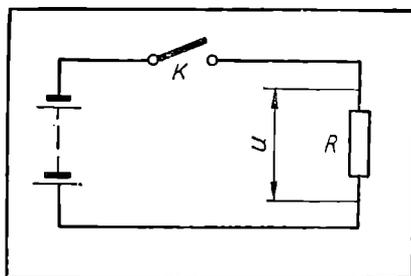


Рис. 23. Электрическая схема для получения периодической последовательности прямоугольных электрических импульсов.

ких негармонических процессов решается применением гармонического анализа.

Гармонический анализ. Существо метода гармонического анализа заключается в том, что негармонический периодический колебательный процесс представляется как результат сложения некоторого числа гармонических колебаний. Возможность представления почти любой периодической функции в виде суммы бесконечного тригонометрического ряда была показана французским ученым Фурье в прошлом веке. Этот ряд для функции $f(t)$ с периодом T имеет вид:

$$f(t) = A_0 + A_1 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \varphi_1\right) + A_2 \sin\left(2\frac{2\pi}{T}t + \varphi_2\right) + \dots + A_n \sin\left(n\frac{2\pi}{T}t + \varphi_n\right) + \dots,$$

или

$$f(t) = \sum_{n=0}^{n=\infty} A_n \sin\left(n\frac{2\pi}{T}t + \varphi_n\right). \quad (12.1)$$

Его называют рядом Фурье.

Первое слагаемое ряда Фурье A_0 — постоянная составляющая функции $f(t)$, не зависящая от времени. Второе слагаемое

$$A_1 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \varphi_1\right) \quad (12.2)$$

представляет собой первую, или основную, гармоническую составляющую разложения с периодом T , равным периоду функции $f(t)$. Третье слагаемое называется второй гармоникой. Период второй гармоники в два раза меньше периода функции $f(t)$. Период третьей гармоники в три раза меньше T и т. д.

Если бы для анализа периодической функции $f(t)$ одинаково важны были все члены бесконечного тригонометрического ряда

Фурье (12.1), гармонический анализ не имел бы никакой практической ценности, так как с его помощью невозможно было бы произвести никаких вычислений. Но в действительности амплитуда гармоник ряда Фурье с увеличением номера гармоники n имеет тенденцию к убыванию. Поэтому для практических целей оказывается возможным использовать вместо бесконечного ряда тригонометрических функций их конечное число. Количество членов ряда Фурье, которое необходимо использовать в расчетах, определяется видом функции $f(t)$ и заданной точностью вычислений. Определение амплитуд гармоник является сложной математической задачей, поэтому мы ограничимся лишь приведением без вывода нескольких примеров разложения периодических функций в ряд Фурье.

Примером негармонической периодической функции может служить функция, график которой представлен на рисунке 22.

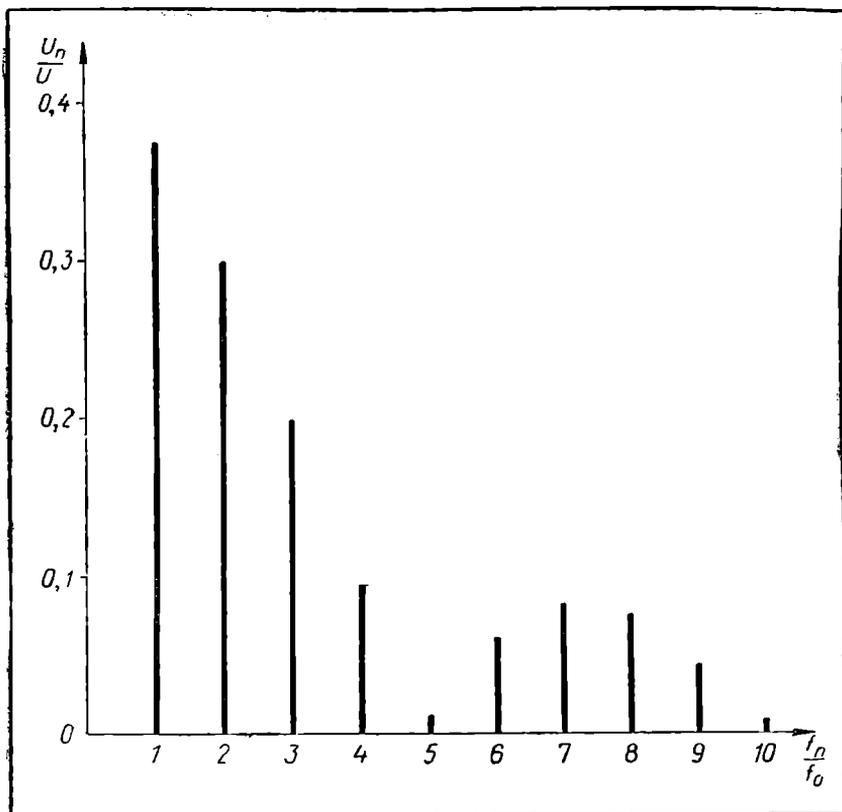


Рис. 24. Амплитудный спектр гармонических составляющих периодической функции, представленной на рисунке 22.

Периодический колебательный процесс, описываемый этой функцией, может быть получен, например, в электрической цепи, состоящей из источника тока с напряжением U на выходных зажимах, ключа K и резистора R (рис. 23). Если ключ K замкнуть и через интервал времени τ разомкнуть, а затем, спустя время T после момента первого замыкания вновь замкнуть на время τ и таким образом повторять процесс включения и выключения, то график зависимости напряжения на резисторе R от времени будет иметь вид, представленный на рисунке 22. Переменное напряжение такого типа называется периодической последовательностью прямоугольных импульсов с периодом T и длительностью τ .

Амплитуда n -й гармоники спектрального разложения периодической последовательности прямоугольных импульсов напряжения определяется выражением

$$U_n = \frac{2U}{n\pi} \sin\left(n\pi \frac{\tau}{T}\right), \quad (12.3)$$

где U_n — амплитуда n -й гармоники, U — амплитуда прямоугольного импульса, τ — длительность импульса, T — период повторения импульса, n — порядковый номер гармоники.

Амплитуда постоянной составляющей определяется выражением

$$U_0 = U \frac{\tau}{T}. \quad (12.4)$$

Амплитудный спектр гармонических составляющих периодической последовательности прямоугольных импульсов до 10-й гармоники показан на рисунке 24.

В импульсной технике гармонический анализ позволяет производить расчеты электрических цепей при прохождении через них электрических сигналов сложной формы, применяя простые правила расчета электрических цепей для его гармонических составляющих.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается существо метода гармонического анализа периодических функций!

2. Как изменится спектр гармонических составляющих разложения в ряд Фурье периодической последовательности прямоугольных импульсов при увеличении периода T вдвое!

§ 13. Анализ звука

Применение метода гармонического анализа к исследованию акустических явлений позволило разрешить многие теоретические и практические проблемы. Одним из трудных вопросов акустики является вопрос об особенностях восприятия человеческой речи.

Физическими характеристиками звуковых колебаний являются частота, амплитуда и начальная фаза колебаний. Для восприятия звуковых колебаний человеческим ухом важны только две физические характеристики — частота и амплитуда колебаний.

Но если это действительно так, то каким образом мы узнаем одни и те же гласные «а», «о», «у» и т. д. в речи разных людей? Ведь один человек говорит басом, другой тенором, третий сопрано, поэтому высота звука, т. е. частота звуковых колебаний, при произношении одной и той же гласной оказывается у разных людей различной. Можно пропеть на одной и той же гласной «а» целую октаву, изменяя частоту звуковых колебаний вдвое, и все же мы узнаем, что это «а», но не «о» или «у».

Не изменяется наше восприятие гласных и при изменении громкости звука, т. е. при изменении амплитуды колебаний. И громко, и тихо произнесенное «а» мы уверенно отличаем от «и», «у», «о», «э».

Объяснение этой замечательной особенности человеческой речи дают результаты анализа спектра звуковых колебаний, возникающих при произнесении гласных.

Анализ спектра звуковых колебаний может быть осуществлен различными способами. Самый простой из них заключается в использовании набора акустических резонаторов, называемых резонаторами Гельмгольца.

Акустический резонатор — это полость обычно шарообразной формы, сообщающаяся с внешней средой через небольшое отверстие. Как показал Гельмгольц, собственная частота колебаний воздуха, заключенного в такой полости, в первом приближении не зависит от формы полости и для случая круглого отверстия определяется формулой

$$f_0 = \frac{v}{2\pi} \sqrt{\frac{D}{V}}, \quad (13.1)$$

где f_0 — собственная частота резонатора, v — скорость звука в воздухе, D — диаметр отверстия, V — объем резонатора.

Если иметь набор резонаторов Гельмгольца с различными собственными частотами, то для определения спектрального состава звука от какого-либо источника можно поочередно подносить разные резонаторы к уху и определять на слух наступление резонанса по усилению громкости звучания (рис. 25). На основании таких опытов можно утверждать, что в составе сложных акустических колебаний имеются гармонические составляющие, являющиеся собственными частотами резонаторов, в которых наблюдалось явление резонанса.

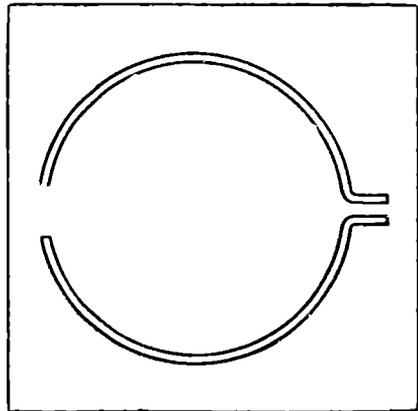


Рис. 25. Акустический резонатор.

Такой способ определения спектрального состава звука слишком трудоемок и не очень надежен. Можно было бы попытаться усовершенствовать его: применить сразу весь комплект резонаторов, снабдив каждый из них микрофоном для преобразования звуковых колебаний в электрические и прибором для измерения силы тока на выходе микрофона. Для получения сведений о спектре гармонических составляющих сложных звуковых колебаний с помощью такого прибора достаточно снять показания со всех измерительных приборов на выходе.

Однако и такой способ не применяется на практике, так как разработаны более удобные и надежные способы спектрального анализа звука. Существует наиболее распространенное из них заключается в следующем. С помощью микрофона исследуемые колебания давления воздуха звуковой частоты преобразуются в колебания электрического напряжения на выходе микрофона. Если качество микрофона достаточно высокое, то зависимость напряжения на выходе микрофона от времени выражается той же функцией, что и изменение со временем звукового давления. Тогда анализ спектра звуковых колебаний можно заменить анализом спектра электрических колебаний. Анализ же спектра электрических колебаний звуковой частоты осуществляется технически проще, и результаты измерений оказываются значительно более точными. Принцип действия соответствующего анализатора также основан на явлении резонанса, но уже не в механических системах, а в электрических цепях.

Применение метода анализа спектров к исследованию человеческой речи позволило обнаружить, что при произнесении человеком, например, гласной «а» на высоте тона «до» первой октавы возникают звуковые колебания сложного частотного спектра. Кроме колебаний с частотой 261,6 *гц*, соответствующих тону «до» первой октавы, в них обнаруживается ряд гармоник более высокой частоты. При изменении тона, на котором произносится гласная, в спектре звуковых колебаний происходят изменения. Падает до нуля амплитуда гармоники с частотой 261,6 *гц*, и появляется гармоника, соответствующая тому тону, на котором теперь произносится гласная, но ряд других гармоник при этом не изменяет своей амплитуды. Устойчивая группа гармоник, характерная для данного звука, называется его формантой.

Если проиграть на скорости 78 *об/мин* грампластинку с записью исполнения какой-нибудь песни, предназначенную для проигрывания на скорости 33 *об/мин*, то мелодия песни остается неизменной, но звуки и слова звучат не просто более высоко, а становятся неузнаваемыми. Причина этого явления состоит в том, что изменяются частоты всех гармонических составляющих каждого звука.

Мы приходим к выводу, что мозг человека по сигналам, поступающим через нервные волокна от слухового аппарата, способен определять не только частоту и амплитуду звуковых колебаний, но и определять спектральный состав сложных звуковых колебаний, как бы

выполняя работу анализатора спектра гармонических составляющих негармонических колебаний.

Человек способен узнавать голоса знакомых людей, отличать звуки одного тона, полученные с помощью различных музыкальных инструментов. Эта способность также основана на различии спектрального состава звуков одного основного тона от разных источников. Наличие в их спектре устойчивых групп — формант гармонических составляющих — придает звучанию каждого музыкального инструмента характерную «окраску».

Контрольные вопросы

1. Назовите физические характеристики звуковых колебаний, определяющие восприятие звука человеком.
2. По каким признакам человек узнает различные звуки речи?
3. Каким образом можно определить спектральный состав сложных звуковых колебаний?
4. Какой способ описания сложного колебания несет о нем более полную информацию — способ задания графика колебаний или способ задания спектра его гармонических составляющих?

§ 14. Примеры решения задач

Задача 1. Выполните графически сложение трех совершающихся по одной прямой гармонических колебаний, заданных уравнениями:

$$x_1 = x_0 \sin \omega t,$$

$$x_2 = 0,32 x_0 \sin 3 \omega t,$$

$$x_3 = 0,21 x_0 \sin 5 \omega t.$$

Решение. Изобразим на графике (рисунок 26, а, б, в) гармонические колебания, заданные условием задачи. Результирующее колебание находим путем сложения в каждый момент времени значений x_1 , x_2 , x_3 . При этом мы исходим из принципа суперпозиции.

На рисунке 27, а, б произведено последовательное суммирование составляющих колебаний. Как видно из этого рисунка, результирующее колебание не является гармоническим.

Задача 2. Колебательный контур состоит из конденсатора емкостью $C = 0,5 \text{ мкф}$ и катушки с индуктивностью $L = 0,5 \text{ гн}$. Конденсатору сообщен заряд $Q = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ к}$.

Составьте уравнения зависимости напряжения на обкладках конденсатора и силы тока в цепи от времени. Электрическим сопротивлением катушки R можно из-за его малости пренебречь.

Составьте уравнение зависимости энергии электрического и магнитного полей от времени.

Решение. Напряжение и сила тока в колебательном контуре изменяются по гармоническому закону. В начальный момент времени $t = 0$ после сообщения конденсатору заряда Q напряжение на его обкладках имеет максимальное значение U_0 . Поэтому формулы зависимости напряжения u на обкладках конденсатора и энергии W_e электрического поля можно записать в следующем виде:

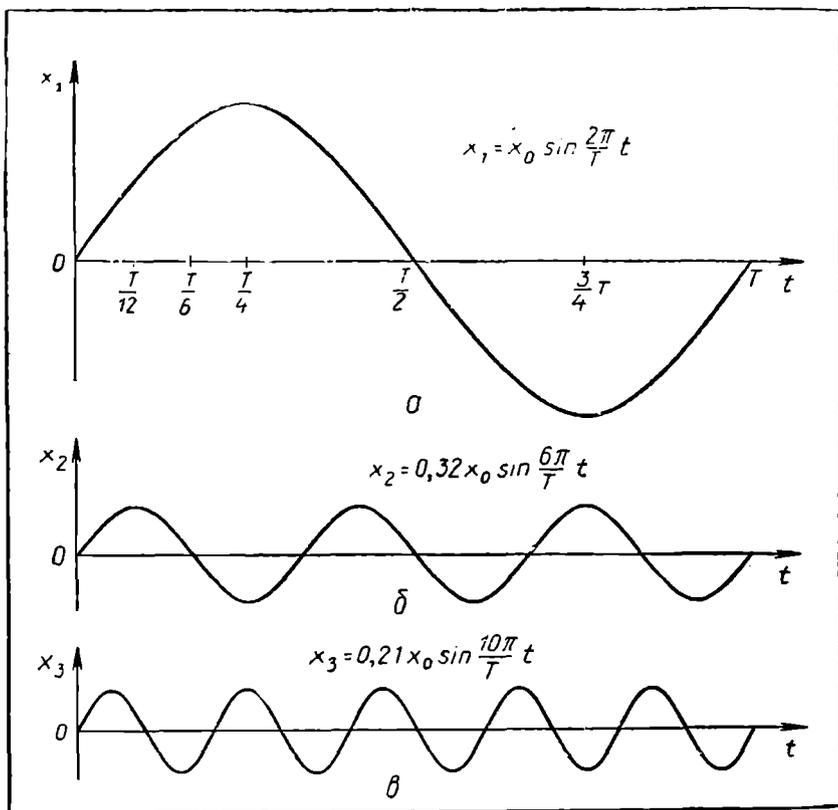


Рис. 26. К задаче 1.

$$u = U_0 \cos \omega t,$$

$$\omega_3 = \frac{Cu^2}{2} = \frac{CU_0^2}{2} \cos^2 \omega t = W_{30} \cos^2 \omega t.$$

Амплитудное значение напряжения U_0 определим так:

$$U_0 = \frac{Q}{C} = \frac{2,5 \cdot 10^{-6} \kappa}{0,5 \cdot 10^{-6} \phi} = 5 \theta.$$

Собственную циклическую частоту колебательного контура определим из формулы Томсона:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{5 \cdot 10^{-7} \cdot 0,5 \text{ зн}}} = 2 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}.$$

Подставив полученные значения U_0 и ω , получим:

$$u(\theta) = 5 \cos(2 \cdot 10^3 t),$$

$$\omega_3 (\text{дж}) = 6,25 \cdot 10^{-6} \cos^2(2 \cdot 10^3 t).$$

Колебания силы тока опережают по фазе колебания напряжения на обкладках конденсатора на $\frac{\pi}{2}$. Следовательно, уравнение зависимости силы тока i и энергии магнитного поля W_M от времени можно записать следующим образом:

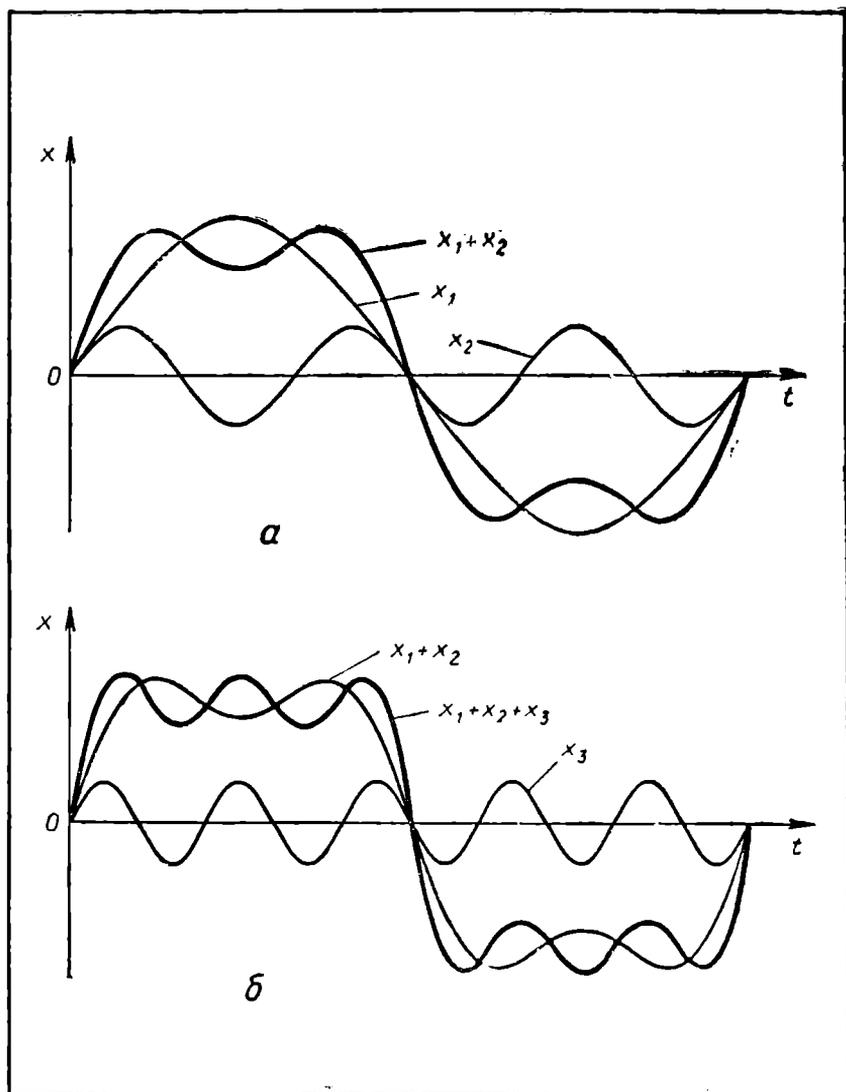


Рис. 27. К решению задачи 1.

$$i = I_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = -I_0 \sin \omega t,$$

$$\omega_m = \frac{Li^2}{2} = \frac{LI_0^2}{2} \sin^2 \omega t = W_{m0} \sin^2 \omega t.$$

Амплитудное значение силы тока I_0 через катушку определим, применяя закон сохранения энергии:

$$\frac{CU_0^2}{2} = \frac{LI_0^2}{2},$$

$$I_0 = \sqrt{\frac{C}{L}} U_0 = \sqrt{\frac{5 \cdot 10^{-7}}{0,5 \text{ гн}}} \cdot 5 \text{ в} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ а}.$$

Подставив полученное значение амплитуды силы тока I_0 , получим:

$$i \text{ (а)} = 5 \cdot 10^{-3} \sin(2 \cdot 10^3) t,$$

$$\omega_m \text{ (дж)} = 6,25 \cdot 10^{-8} \sin^2(2 \cdot 10^3) t.$$

Задача 3. Определите действующее значение силы тока в цепи, состоящей из последовательно соединенных конденсатора емкостью $C = 2 \text{ мкф}$, катушки индуктивностью $L = 0,51 \text{ гн}$ и электрическим сопротивлением $R = 100 \text{ ом}$, если к ней подводится переменное напряжение $U = 220 \text{ в}$ (эффективное значение) с частотой $\nu = 50 \text{ гц}$.

Определите эффективные напряжения на отдельных элементах цепи. Рассчитайте, при какой емкости конденсатора наступил бы резонанс напряжений.

Определите силу тока в цепи, волновое сопротивление и добротность при наступлении резонанса.

Решение. Силу тока определим, применив закон Ома для цепи переменного тока

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}}.$$

Так как

$$R_L = 2\pi\nu L = 2\pi \cdot 50 \text{ сек}^{-1} \cdot 0,51 \text{ гн} \approx 160 \text{ ом},$$

$$R_C = \frac{1}{2\pi\nu C} = \frac{1}{2\pi \cdot 50 \text{ сек}^{-1} \cdot 2 \cdot 10^{-6} \text{ ф}} \approx 1600 \text{ ом},$$

$$I = \frac{220 \text{ в}}{\sqrt{(100 \text{ ом})^2 + (1600 \text{ ом} - 160 \text{ ом})^2}} \approx 0,152 \text{ а}.$$

Применяя закон Ома для отдельных элементов цепи, получим:

$$U_R = IR = 0,152 \text{ а} \cdot 100 \text{ ом} = 15,2 \text{ в},$$

$$U_L = IR_L = 0,152 \text{ а} \cdot 160 \text{ ом} = 24,3 \text{ в},$$

$$U_C = IR_C = 0,152 \text{ а} \cdot 1600 \text{ ом} = 243 \text{ в}.$$

Резонанс напряжений возникает при выполнении условия

$$\frac{1}{2\pi\nu C} = 2\pi\nu L.$$

Отсюда

$$C = \frac{1}{4\pi^2 \nu^2 L} = \frac{1}{4\pi^2 \cdot 2500 \text{ сек}^{-2} \cdot 0,51 \text{ гн}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ ф} = 20 \text{ мкф}.$$

При возникновении резонанса напряжений сила тока достигает значения:

$$I_{\text{макс}} = \frac{U}{R} = \frac{220 \text{ в}}{100 \text{ ом}} = 2,2 \text{ а}.$$

Волновое сопротивление ρ контура находим так:

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{0,51 \text{ гн}}{20 \cdot 10^{-6} \text{ ф}}} = 160 \text{ ом}.$$

Зная волновое сопротивление, определяем добротность контура Q :

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{160 \text{ ом}}{100 \text{ ом}} = 1,6.$$

Упражнение 1

1. Амплитуда гармонических колебаний 5 см, период колебаний 4 сек. Составьте уравнение колебательного движения, если начальная фаза колебаний равна $\pi/2$. Начертите график колебания.

2. Начертите на одном графике два гармонических колебания с одинаковыми амплитудами и одинаковыми периодами, но сдвинутыми по фазе на $\frac{2}{3}\pi$.

3. Сложите два гармонических колебания с разностью фаз $\pi/2$, направленных по одной прямой и имеющих одинаковые частоты и амплитуды. Является ли результирующее колебание гармоническим! Определите разности фаз между результирующим и составляющими колебаниями. Задачу решите аналитически, графически и с помощью векторной диаграммы.

4. Найдите амплитуду и начальную фазу гармонического колебания, полученного от сложения колебаний, заданных уравнениями:

$$x_1 = 0,02 \cos\left(10\pi t + \frac{\pi}{3}\right),$$

$$x_2 = 0,04 \cos\left(10\pi t + \frac{\pi}{4}\right).$$

Задачу решите с помощью векторной диаграммы.

5. Сложите три гармонических колебания одинаковой частоты и амплитуды, принимая, что эти колебания сдвинуты по фазе друг относительно друга на $\frac{2}{3}\pi$.

Задачу решите алгебраически, графически и с помощью векторной диаграммы.

6. На рисунке 28 дан спектр сложного колебания. Считая начальную фазу составляющих колебаний равной нулю, напишите уравнения колебаний, из которых состоит сложное колебание. Начертите графики этих колебаний и с помощью этих графиков постройте график результирующего сложного колебания.

7. Определите период колебаний математического маятника длиной l , подвешенного в лифте, в следующих случаях:

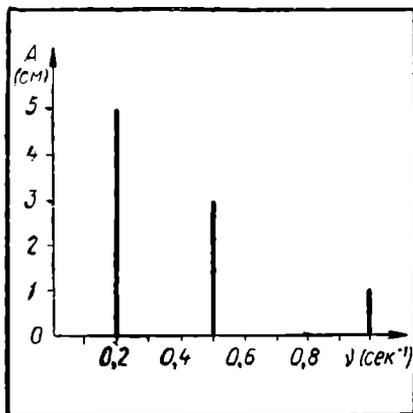


Рис. 28. К задаче 6.

12. Зависимость напряжения на обкладках конденсатора емкости $C = 0,26 \cdot 10^{-7}$ ф в колебательном контуре от времени имеет вид:

$$u(\theta) = 10 \cos(2 \cdot 10^3 \pi t).$$

Определите период электромагнитных колебаний, индуктивность контура, зависимость силы тока от времени, максимальную энергию электрического и магнитного полей в контуре.

13. В цепь переменного тока напряжением $U = 220$ в и частотой $\nu = 50$ гц включены последовательно конденсатор, активное сопротивление $R = 100$ ом и катушка с индуктивностью $L = 0,7$ гн. Определите емкость конденсатора C , если сила тока в цепи равна $1,34$ а.

Рассчитайте емкость конденсатора, при которой возникает резонанс напряжений. Определите силу тока в цепи, волновое сопротивление и добротность цепи при резонансе.

14. В цепь переменного тока частотой $\nu = 50$ гц последовательно включены резистор $R = 628$ ом и катушка с индуктивностью L . При этом между колебаниями напряжения и силы тока наблюдается сдвиг фазы $\varphi = \frac{\pi}{4}$.

Какова индуктивность катушки! Какую емкость нужно включить последовательно в цепь, чтобы сдвиг фазы стал равен нулю!

15. Ток холостого хода в первичной обмотке трансформатора, питаемой от сети переменного тока с частотой $\nu = 50$ гц и напряжением $U = 220$ в, равен $0,2$ а. Электрическое сопротивление первичной обмотки $R = 100$ ом. Определите индуктивность первичной обмотки трансформатора.

16. В трехфазную сеть с линейным напряжением $U = 220$ в включены звездой три активных сопротивления, по 100 ом каждое. Найдите фазные и линейные токи. Как изменятся токи в первых двух сопротивлениях при обрыве провода, ведущего к третьему сопротивлению!

17. В трехфазную цепь с линейным напряжением $U = 220$ в включены треугольником три активных сопротивления $R_1 = 100$ ом, $R_2 = 50$ ом, $R_3 = 50$ ом. Определите токи в фазах нагрузки. Какими будут эти токи при обрыве линейного провода первой фазы!

- а) лифт поднимается вертикально вверх с ускорением a ;
 б) лифт движется равномерно;
 в) лифт опускается вертикально с ускорением a .

8. Определите период колебаний математического маятника длиной l , подвешенного в вагоне. Вагон движется горизонтально с ускорением a .

9. Сравните периоды колебаний пружинного маятника для случаев, описанных в условиях задач 7 и 8.

10. Определите период колебания системы двух шаров массой m каждый, связанных пружиной с жесткостью k и лежащих на гладкой горизонтальной поверхности.

11. Определите период колебания ртути, налитой в сообщающиеся сосуды, площадь поперечного сечения которых S . Масса ртути m .

ЛИТЕРАТУРА ДЛЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЧТЕНИЯ

1. Бублейников Ф. Д., Веселовский И. Н. Физика и опыт. М., «Просвещение», 1970.
2. Касаткин А. С. Основы электротехники. М.—Л., «Энергия», 1966.
3. Китаев В. Е. Шляпнотх Л. С. Электротехника с основами промышленной электроники. М., «Высшая школа», 1973.
4. Коткин Г. Л. Опыт с маятниками. «Квант», 1972, № 1.
5. Кузнецов М. И. Основы электротехники. М., «Высшая школа», 1970.
6. Малов Н. Н. Основы теории колебаний. М., «Просвещение», 1971.
7. Орир Дж. Популярная физика. М., «Мир», 1969.
8. Плонский А. Ф. Спектральный анализ и кибернетика. — Сб. «Будущее науки». М., «Знание», 1971.
9. Поляков В. А. Практикум по электротехнике. М., «Просвещение», 1974.
10. Пухначев Ю. В. Загадки звучащего металла. М., «Наука», 1974.
11. Яворский Б. М., Пинский А. А. Основы физики, т. 2. М., «Наука», 1972.

§ 15. Звуковые волны

В первой главе мы рассмотрели причины возникновения колебаний различной физической природы, основные закономерности гармонических колебаний, законы сложения гармонических колебаний. В этой главе будут рассмотрены основные закономерности распространения колебаний — волновые явления.

Скорость звука. Один из наиболее простых примеров распространения колебаний — звуковые волны в воздухе.

Тело, колеблющееся в воздухе с частотой ν , вызывает попеременно сжатие и разрежение воздуха. Периодические колебания давления воздуха воспринимаются органами слуха как звук.

Область повышенного давления от колеблющегося тела распространяется в направлении, перпендикулярном поверхности колеблющегося тела. Скорость распространения области повышенного давления — волны сжатия воздуха — можно рассчитать.

Пусть в результате быстрого смещения пластины (рис. 29) у ее поверхности происходит повышение давления воздуха на величину Δp и повышение его плотности на величину $\Delta \rho$. Сжатый воздух расширяется и вызывает сжатие прилегающего к нему слоя воздуха.

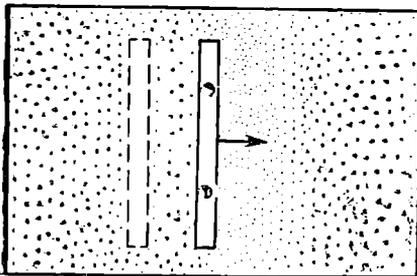


Рис. 29. Распространение звуковых колебаний в воздухе.

Этот процесс распространяется дальше. При распространении волны сжатия масса Δm воздуха, проходящего за время Δt через площадку S перпендикулярно направлению распространения волны, может быть выражена так:

$$\Delta m = \Delta \rho S v \Delta t, \quad (15.1)$$

где ρ — плотность воздуха и v — скорость распространения волны сжатия.

Отсюда следует, что импульс

$$\Delta mv = \Delta \rho S v^2 \Delta t. \quad (15.2)$$

Это изменение импульса вызвано избыточным давлением Δp в равно импульсу силы F за тот же интервал времени Δt :

$$F \Delta t = \Delta mv,$$

или

$$\Delta p S \Delta t = \Delta \rho S v^2 \Delta t. \quad (15.3)$$

Отсюда находим для скорости распространения волны сжатия следующее выражение:

$$v = \sqrt{\frac{\Delta p}{\Delta \rho}}. \quad (15.4)$$

Если предположить, что сжатие воздуха происходит по изотермическому закону

$$pV = (p + \Delta p)(V + \Delta V), \quad (15.5)$$

то, принимая во внимание соотношения

$$V = \frac{m}{\rho}, \quad V_1 = V + \Delta V = \frac{m}{\rho + \Delta \rho}, \quad (15.6)$$

получим:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p + \Delta p}{\rho + \Delta \rho}, \quad (15.7)$$

или

$$\frac{\Delta p}{\Delta \rho} = \frac{p}{\rho}. \quad (15.8)$$

Подставляя формулу (15.8) в выражение (15.4), приходим к формуле для скорости распространения волны сжатия:

$$v = \sqrt{\frac{p}{\rho}}. \quad (15.9)$$

В том, что проделанный вывод не содержит погрешности по физическому смыслу, можно убедиться путем проверки размерности в правой и левой частях выражения (15.9):

$$\begin{aligned} (m \cdot \text{сек}^{-1}) &= (n \cdot m^{-2} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot m^3)^{\frac{1}{2}} = \\ &= (\text{кг} \cdot m^{-1} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot m^3 \cdot \text{сек}^{-2})^{\frac{1}{2}} = (m \cdot \text{сек}^{-1}). \end{aligned}$$

Таким образом, скорость распространения волны сжатия в газе прямо пропорциональна корню квадратному давления газа p и обратно пропорциональна корню квадратному его плотности ρ . Подставив в выражение (15.9) значение давления и плотности

воздуха при нормальных условиях ($p = 10^5 \text{ н/м}^2$, $\rho = 1,2 \text{ кг/м}^3$), получим для скорости звука в воздухе значение

$$v = \sqrt{\frac{10^5 \frac{\text{н}}{\text{м}^2}}{1,2 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}}} \approx 290 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$$

При экспериментальном же определении скорость звука в воздухе при нормальных условиях оказалась равной $\approx 342 \text{ м/сек}$.

Расхождение между значениями, полученными теоретически и экспериментально, Лаплас объяснил тем, что изменения давления и плотности при распространении звука в воздухе происходят очень быстро, и эти процессы следует считать адиабатическими, а не изотермическими. Связь между давлением и объемом газа в адиабатическом процессе определяется соотношением

$$pV^\gamma = \text{const}, \quad (15.10)$$

где γ — постоянная величина, равная для воздуха 1,4. Из выражений (15.4) и (15.10) можно получить уточненную формулу для скорости звука:

$$v = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}. \quad (15.11)$$

Экспериментальные и теоретические значения скорости звука в воздухе, полученные по уточненной формуле (15.11), согласуются между собой с высокой степенью точности. По формуле (15.11) можно вычислять скорость звука не только в воздухе, но и в других газах, но для каждого газа численное значение коэффициента γ имеет свое значение.

В заключение необходимо обратить внимание на то, что, хотя волны сжатия и разрежения перемещаются в газе со скоростью v , никакого перемещения вещества в пространстве при этом не происходит, так как в любой точке пространства расширение периодически сменяется сжатием и направление движения частиц каждый раз изменяется на противоположное.

Уравнение волны. Если какое-то тело колеблется вдоль оси Ox по гармоническому закону с частотой ν , то изменение давления воздуха вблизи колеблющегося тела происходит также по гармоническому закону:

$$p = p_0 \cos 2\pi \nu t. \quad (15.12)$$

Волны сжатия и разрежения, возникающие у колеблющегося тела, достигают точки, удаленной на расстояние x , спустя время $\Delta t = \frac{x}{v}$. Следовательно, в этой точке колебания происходят по тому же закону, что и вблизи источника звука (15.12), но с запаздыванием по времени на величину $\Delta t = \frac{x}{v}$:

$$p = p_0 \cos 2\pi \nu (t - \Delta t) = p_0 \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (15.13)$$

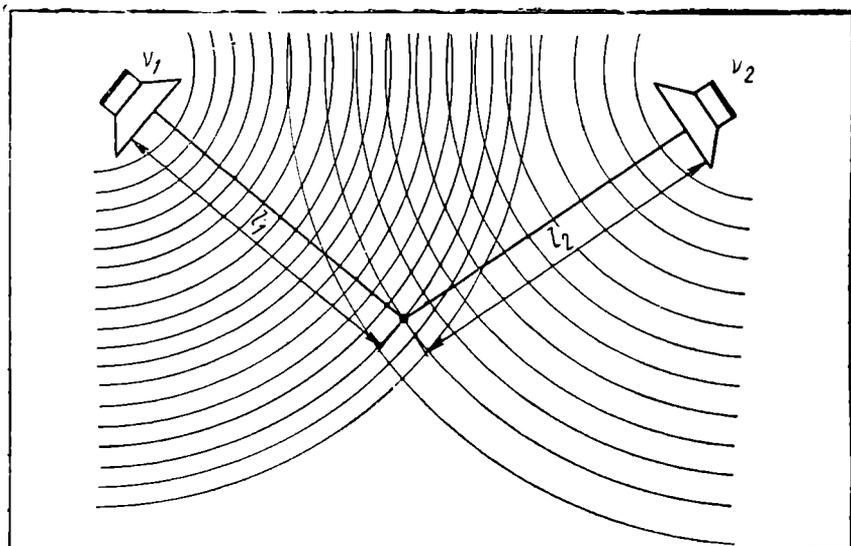


Рис. 30. Наложение звуковых волн.

Уравнение (15.13) называется уравнением волны. Оно применимо для описания звуковых колебаний при условии, если звуковую волну можно считать плоской, т. е. принять, что колебания распространяются только в направлении оси Ox и амплитуда их не убывает с увеличением расстояния от источника звука. В этом случае обнаруживается двойная периодичность волнового процесса — временная и пространственная.

Действительно, согласно уравнению (15.13) колебания давления в любой фиксированной точке пространства ($x = \text{const}$) происходят по гармоническому закону с частотой ν , обнаруживая временную периодичность. В разных же точках колебания в один и тот же момент времени ($t = \text{const}$) отличаются значениями начальной фазы колебаний, которая равна

$$\varphi = -\frac{2\pi x}{T\nu}.$$

Зависимость давления от координаты x , выражаемая уравнением (15.13), также является гармонической.

Длина волны. При распространении гармонических колебаний изменение давления с течением времени в какой-нибудь одной точке пространства повторяется через определенный промежуток времени T — период колебаний. Но при этом, как уже было сказано, наблюдается и пространственная периодичность и можно указать расстояние λ вдоль направления распространения волны, на ко-

тором происходит полный цикл изменения давления (для данного момента времени t):

$$p_0 \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) = p_0 \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x + \lambda}{v} \right).$$

Из этого уравнения получаем:

$$\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{\lambda}{v} = 2\pi,$$

откуда

$$\lambda = vT. \quad (15.14)$$

Расстояние λ называется длиной волны.

Из выражения (15.14) следует, что длину волны можно определить как расстояние, на которое распространяются колебания за один период.

Суперпозиция волн. При одновременном действии на тело нескольких сил, изменяющихся со временем, движение тела происходит таким образом, будто оно участвует одновременно в нескольких независимых движениях. Применяя этот вывод к случаю распространения волн, мы должны прийти к заключению, что при одновременном достижении волнами, исходящими от разных источников, некоторой точки колебания должны происходить таким образом, будто в ней одновременно и независимо совершаются колебания, вызванные каждой из волн. Волны при встрече не гасят и не усиливают друг друга; они проходят через одно и то же место, не оказывая никакого влияния друг на друга. Это свойство волн определяют как подчинение их принципу суперпозиции. В местах наложения волн, приходящих от различных источников, величина, совершающая колебания, определяется в любой момент времени t как геометрическая сумма колебаний, вызываемых в данной точке всеми пришедшими волнами. Так, при наложении звуковых волн от двух источников с частотами ν_1 и ν_2 (рис. 30), находящихся на расстояниях l_1 и l_2 от точки наблюдения A , звуковые колебания будут происходить по закону

$$p = p_1 \cos 2\pi\nu_1 \left(t - \frac{l_1}{v} \right) + p_2 \cos 2\pi\nu_2 \left(t - \frac{l_2}{v} \right).$$

Интерференция волн. При совпадении частот и постоянной разности фаз наблюдается явление интерференции волн.

Пусть имеются два когерентных источника звука, расположенные на расстоянии l друг от друга. Колебания давления в произвольной точке A , находящейся на расстоянии l_1 от первого источника и на расстоянии l_2 от второго, будут происходить по закону

$$p = p_1 \cos 2\pi\nu \left(t - \frac{l_1}{v} \right) + p_2 \cos 2\pi\nu \left(t - \frac{l_2}{v} \right). \quad (15.15)$$

При сложении когерентных колебаний возникают гармонические колебания с частотой, равной частоте ν . Из выражения (15.15),

применив метод векторных диаграмм, можно получить амплитуду колебаний, происходящих в точке A в результате интерференции:

$$p = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 \cos 2\pi\nu \cdot \frac{l_1 - l_2}{v}}. \quad (15.16)$$

Отсюда следует, что результат интерференции двух когерентных волн зависит от разности хода $\Delta l = l_1 - l_2$. Максимум амплитуды колебаний наблюдается в тех точках, для которых выполняется условие

$$\cos 2\pi\nu \frac{l_1 - l_2}{v} = 1.$$

Отсюда

$$2\pi\nu \frac{l_1 - l_2}{v} = 2\pi n,$$

или

$$\Delta l = l_1 - l_2 = \frac{nv}{\nu} = T\nu n = \lambda n. \quad (15.17)$$

Аналогичным способом можно найти условие образования интерференционных минимумов:

$$\Delta l = \frac{\lambda}{2} (2n + 1). \quad (15.18)$$

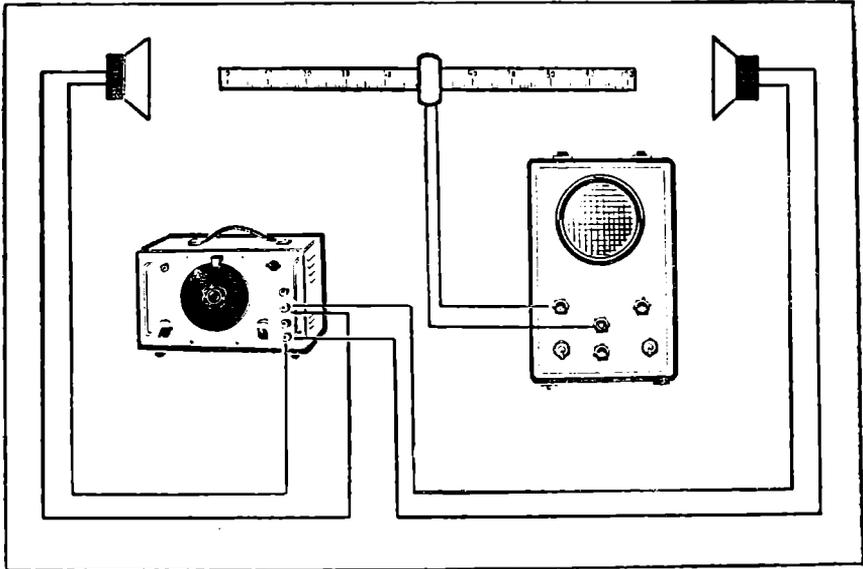


Рис. 31. Схема опыта по определению длины звуковой волны.

Мы получили, что в результате интерференции волн от двух когерентных источников колебаний амплитуда результирующих колебаний в различных точках пространства оказывается неодинаковой. Она максимальна в тех точках, разность хода до которых от этих источников кратна целому числу длин волн, и минимальна в тех точках, разность хода до которых составляет нечетное число половин длины волны.

При наложении когерентных волн в пространстве не происходит исчезновения волн в местах интерференционных минимумов или усиление волн в местах интерференционных максимумов. Волны от когерентных источников также подчиняются принципу суперпозиции: проходя одна сквозь другую, они не гасят и не усиливают друг друга. Возникновение интерференционных максимумов и минимумов в пространстве не противоречит закону сохранения энергии; полная энергия колебаний во всем пространстве в результате интерференции волн не изменяется.

При интерференции волн происходит перераспределение энергии колебаний в пространстве.

Интерференционный метод измерения скорости звука. Используя два когерентных источника звука с известной частотой колебаний ν , можно определить скорость v распространения звука в воздухе путем измерения расстояния между двумя соседними интерференционными минимумами. Для этого необходимо присоединить два динамика к выходу одного звукового генератора и перемещать приемное устройство вдоль прямой между динамиками (рис. 31). Два соседних интерференционных минимума находятся на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ друг от друга. Определив расстояние между соседними интерференционными минимумами экспериментальным путем и зная частоту колебаний ν , можно вычислить скорость звука, используя выражение (15.14):

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu},$$
$$v = \lambda\nu.$$

Контрольные вопросы

1. В чем заключается физический смысл уравнения волны?
2. Поясните, что означает принцип суперпозиции волн.
3. При каких условиях наблюдается явление интерференции волн!

§ 16. Развитие представлений о природе света

Первоначальные представления о свете и зрении. Что такое свет и каким образом мы видим предметы вокруг нас? Ответ на этот вопрос пытались найти еще философы древней Греции. Философы пифагорейской школы объясняли способность человека видеть окружающие предметы свойствами глаза. Они считали, что открытый

глаз испускает «флюиды» и ощущает ими наблюдаемые предметы, как тончайшими щупальцами.

Древнегреческие атомисты развивали другие представления о способности видеть. Они считали, что с каждого предмета непрерывно срываются оболочки, подобные самим предметам. Эти «призраки» или «образы» предметов, попадая в глаз, вызывают ощущения формы и цвета предметов.

Платон пытался соединить эти две теории в одну. Он считал, что зрительные образы возникают в результате взаимодействия излучений, идущих от предметов, с «мягким светом дня», исходящим из глаз.

Корпускулярная теория света. Новая гипотеза о природе света была высказана Исааком Ньютоном в 1672 году. Эта гипотеза получила название корпускулярной теории или теории истечения. В книге «Оптика или трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света» Ньютон писал:

«Не являются ли лучи света очень малыми телами, испускаемыми светящимися веществами? Ибо такие тела будут проходить через однородные среды без загибания в тень соответственно природе лучей света. Они могут иметь также различные свойства и способны сохранять эти свойства неизменными при прохождении через различные среды, в чем заключается другое условие лучей света. Прозрачные вещества действуют на лучи света на расстоянии, преломляя, отражая и изгибая их, и взаимно лучи двигают части этих веществ на расстоянии, нагревая их; это действие и противодействие на расстоянии очень похожи на притягательную силу между телами. Если преломление происходит благодаря притяжению лучей, синусы падения должны находиться к синусам преломления в данном отношении, как мы показали в наших «Началах философии».

Волновая теория света. Против корпускулярной теории света выступили современники Ньютона — Роберт Гук и Христиан Гюйгенс. Согласно представлениям, развитым Гуком, «свет — колебательное или дрожательное движение в среде... происходящее из подобного же движения в светящемся теле подобно звуку, который обычно объясняется дрожательным движением среды, проводящей его, вызванного дрожательным движением звучащего тела. И как в звуке пропорциональные колебания производят различные гармоника, так и в свете различные странные и приятные цвета



Исаак Ньютон



Христиан Гюйгенс

создаются при смешении пропорциональных движений. Первые воспринимаются ухом, а вторые — глазом».

Более подробно разработал волновую теорию света Гюйгенс. Он писал: «Если принять во внимание... что лучи света проходят один через другой, не мешая друг другу, то станет совершенно понятным, что когда мы видим светящийся предмет, то это не может происходить вследствие переноса световой материи, доходящей до нас от этого предмета наподобие пули или стрелы, пересекающих воздух...»

Несомненно, что и свет доходит от светящегося тела до нас каким-нибудь движением, сообщенным веществу, находящемуся между ним и нами, ибо мы уже

видели, что не может быть вызвано переносом вещества от этого тела к нам. Поскольку вместе с тем свет употребляет для своего прохождения некоторое время — вопрос, который мы сейчас рассмотрим, — из этого следует, что движение, сообщенное веществу, постепенно и, следовательно, распространяется так же, как и при звуке, сферическими поверхностями и волнами: я называю эти поверхности волнами по сходству с волнами, которые можно наблюдать на воде, в которую брошен камень, и которые изображают собой указанное постепенное распространение кругами, хотя оно и происходит от другой причины и в плоской поверхности...

Если теперь исследовать, какой может быть та материя, в которой распространяется движение, исходящее от светящихся тел, и которую я называю эфирной, то будет видно, что это не та материя, которая служит для распространения звука. В самом деле, последняя является просто воздухом, который мы чувствуем и вдыхаем; и если воздух откуда-нибудь удалить, то та, другая, материя, которая служит для света, все же будет там находиться...

Ничто не мешает нам считать частицы эфира состоящими из материи, сколь угодно приближающейся к совершенной твердости и сколь угодно быстро восстанавливающей свою форму...

Я показал, таким образом, как можно представить себе, что свет распространяется последовательными сферическими волнами, и как возможно, что распространение это совершается с той огромной скоростью, которую требуют данные опыта и небесных наблюдений. Здесь нужно еще заметить, что, хотя частицы эфира предполагают-

ся в постоянном движении (в пользу чего имеется весьма много оснований), движение это не препятствует последовательному распространению волн, потому что последнее заключается не в переносе частиц, а только в небольшом сотрясении, в передаче которого окружающим их частицам они не могут мешать друг другу, несмотря на движение, которое их возбуждает и заставляет перемещаться друг относительно друга.

Следует подробнее рассмотреть происхождение этих волн и способ их распространения. Прежде всего, из того, что было сказано о происхождении света, следует, что каждая маленькая часть какого-нибудь тела, как Солнце, свеча или раскаленный уголь, порождает свои собственные волны, центром которых она и является. Так, если в пламени свечи отметить точки *A*, *B* и *C*, то концентрические круги, описанные около каждой из них, представят собой идущие от них волны. То же самое следует представить себе вокруг каждой точки как на поверхности, так и во внутренней части пламени» (рис. 32).

На протяжении более ста лет корпускулярная и волновая гипотезы о природе света существовали параллельно. Большинство ученых, доверяя авторитету Ньютона, считали свет потоком особых частиц — корпускул. Среди немногих из тех, кто продолжал доказывать правильность волновой теории, можно назвать Леонарда Эйлера и М. В. Ломоносова. «Зыблущееся движение эфира должно быть причиной света», — утверждал Ломоносов. Корпускулярная теория не могла объяснить факта независимости скорости света от свойства источника, частичного отражения света на границе раздела двух прозрачных сред. Почему Солнце и пламя свечи выбрасывают частицы с одинаковой скоростью? Почему одни из этих совершенно одинаковых частиц свободно проходят из воздуха в стекло или воду, а другие испытывают отражение на границе раздела двух сред?

Для волновой теории объяснение этих свойств света не представляет трудностей. Действительно, если свет есть процесс распространения колебаний в какой-то среде, то скорость распространения света не должна зависеть от свойств источника света, как скорость звука не зависит от свойств источника звука; она должна зависеть лишь от свойств среды, в которой распространяется свет.

Частичное отражение света на границе раздела двух сред волновая теория объясняет довольно просто: каждая точка поверх-

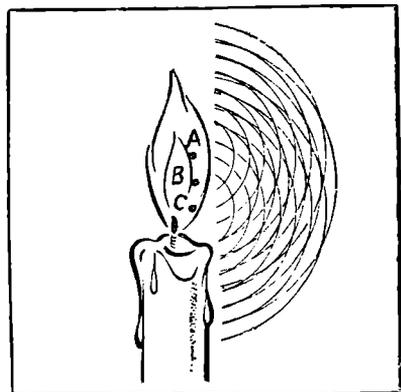


Рис. 32. Объяснение распространения света по Гюйгенсу



Томас Юнг

ности раздела двух сред является согласно принципу Гюйгенса источником вторичных волн. Колебания от этих вторичных источников распространяются как в первой, так и во второй среде.

Доказательства волновой теории света. Победа волновой теории света стала возможной только после замечательных работ английского ученого Томаса Юнга и французского ученого Огюстена Жана Френеля.

Юнг на основе волновых представлений объяснил ряд явлений, которые ранее не находили убедительного объяснения.

Им было впервые объяснено происхождение «колец Ньютона» — чередующихся темных и разноцветных концентрических колец, наблюдающихся при наложении линзы на стеклянную пла-

стину. Объяснение этого и ряда других родственных явлений было дано Юнгом на основе сформулированного им принципа интерференции, поясненного следующим образом: «Представим себе, что некоторое количество одинаковых водяных волн движется по поверхности гладкого озера с некоторой постоянной скоростью и попадает в узкий канал, выходящий на озеро. Представим себе также, что под действием другой причины образовался такой же ряд волн, который, как и первый, доходит до этого канала с той же скоростью. Ни один из этих рядов не разрушает другого: их действия соединяются. Если они вступают в канал так, что гребни одного ряда совпадают с гребнями другого, то образуется ряд волн с увеличенными гребнями. Но если гребни одного ряда будут соответствовать впадинам другого, то они в точности заполняют эти впадины и поверхность воды останется гладкой. Я полагаю, что подобные эффекты имеют место всякий раз, когда подобным образом смешиваются две части света. Это явление я называю общим законом интерференции света». Исходя из явления интерференции, Юнг объяснил кольца Ньютона как результират сложения волн, отраженных от двух поверхностей, и выполнил первые измерения длины световой волны.

Объяснение явления интерференции на основе волновой теории вызвало изумление современников Юнга. Французский физик Араго в то время писал: «Вот, бесспорно, самая странная из гипотез! Неожиданностью было видеть ночь среди ясного дня — в точках, которых свободно достигали солнечные лучи, но кто бы мог подумать, что свет, слагаясь со светом, может вызвать мрак!»

Но и развитая в работах Юнга волновая теория все еще не могла объяснить всей совокупности известных оптических явлений. Было совершенно непонятно, каким образом можно объяснить прямолинейное распространение света, если световые волны согласно принципу Гюйгенса распространяются так, что каждая точка волновой поверхности служит вторичным источником волн. Казалось бы, в этом случае за непрозрачной преградой не должно быть резкой тени, так как от части волнового фронта, не закрытого преградой, вторичные волны должны распространяться во все стороны, в том числе и в область геометрической тени. И действительно, еще в 1665 году был опубликован трактат итальянского физика Франческо Мария Гримальди, в котором описывалось явление дифракции света, т. е. отклонение лучей вблизи непрозрачной преграды на небольшие углы в область геометрической тени.



Огюстен Жан
Френель

Первое объяснение явления дифракции, как и явления интерференции, было дано Юнгом на основе волновой теории. Независимо от Юнга и почти одновременно с ним объяснение явлениям интерференции и дифракции было дано Френелем. На основе сочетания принципа Гюйгенса для отыскания положения фронта вторичных волн и принципа интерференции волн Френелю удалось не только дать точное количественное описание результатов всех известных экспериментов по наблюдению явления интерференции и дифракции света, но и объяснить замечательное свойство прямолинейности распространения света с позиций волновой теории.

§ 17. Зоны Френеля

Явления, наблюдаемые при пропускании света через отверстия малых размеров. Причины, побудившие Френеля разработать новый метод анализа волновых процессов, можно понять, если рассмотреть следующую задачу.

Между точечным источником света A и экраном C находится непрозрачный экран B . В непрозрачном экране имеется малое круглое отверстие, расположенное на прямой между точечным источником света A и точкой O на экране C . Зависит ли освещенность в точке O от радиуса отверстия в непрозрачном экране B (рис. 33)?

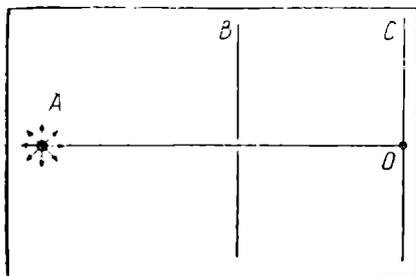


Рис. 33. Схема опыта с пропусканием света через отверстие в экране.

Согласно корпускулярной теории света ответ на поставленный вопрос должен быть отрицательным, так как в точку O от источника A могут попасть лишь частицы света, вылетающие в направлении прямой AO . Увеличение отверстия в экране B должно приводить лишь к увеличению размеров освещенного пятна на экране C , но никак не должно повлиять на освещенность в точке O .

Иной ответ на этот вопрос дает волновая теория света, развитая Гюйгенсом. Каждая точка в пространстве, которой достигли волны, идущие от точечного источника A , становится вторичным источником волн. Чем больше размеры отверстия в экране B , тем от большего числа вторичных источников будут приходить колебания в точку O . Освещенность в точке O должна возрастать с увеличением размеров отверстия в экране B .

Казалось, что опыт с пропусканием света через отверстие в непрозрачном экране должен дать однозначный ответ на вопрос о том, что такое свет — волны или поток частиц?

Однако результаты опыта не соответствуют ни первому, ни второму предположению. Зависимость интенсивности света в точке O от размеров отверстия в экране B оказывается более сложной. При постепенном увеличении радиуса отверстия, начиная с очень малого, освещенность в точке O сначала увеличивается, затем убывает и падает почти до нуля, затем вновь увеличивается и опять падает почти до нуля. При дальнейшем увеличении радиуса отверстия продолжают колебания освещенности в точке O , но они становятся все меньшими.

Хотя схема опыта, описанного выше, очень проста, техника его выполнения должна быть довольно тонкой. Если источники света и экраны находятся на расстоянии в несколько метров друг от друга, описанные эффекты могут быть обнаружены лишь при условии, что диаметры источника света и отверстия в непрозрачном экране не превышают нескольких десятых долей миллиметра. Изменения освещенности в световом пятне на втором экране при этом необходимо измерять на площадке также в десятые доли миллиметра.

Зоны Френеля. Для объяснения основных законов распространения света Френель дополнил принцип Гюйгенса постулатом об интерференции вторичных волн и зависимости интенсивности колебаний от угла с нормалью к фронту волны. Найти амплитуду световых колебаний от источника света A в произвольной точке O (рис. 34) согласно принципу Гюйгенса — Френеля можно следующим способом.

Если источник света A точечный и монохроматический, а среда, в которой распространяется свет, изотропна, волновой фронт в произвольный момент времени будет иметь форму сферы радиусом $r = ct$. Каждая точка на этой сферической поверхности является вторичным источником волн. Колебания во всех точках волновой поверхности происходят с одинаковой частотой и в одинаковой фазе. Следовательно, все эти вторичные источники волн когерентны. Для нахождения амплитуды колебаний в точке O необходимо произвести сложение когерентных колебаний от всех вторичных источников на волновой поверхности. Так как расстояния от точки O до различных участков волновой поверхности не одинаковы, то колебания от них в точку O будут приходить в различных фазах.

Для нахождения результата интерференции колебаний от вторичных источников Френель предложил метод разбиения волнового фронта на зоны Френеля.

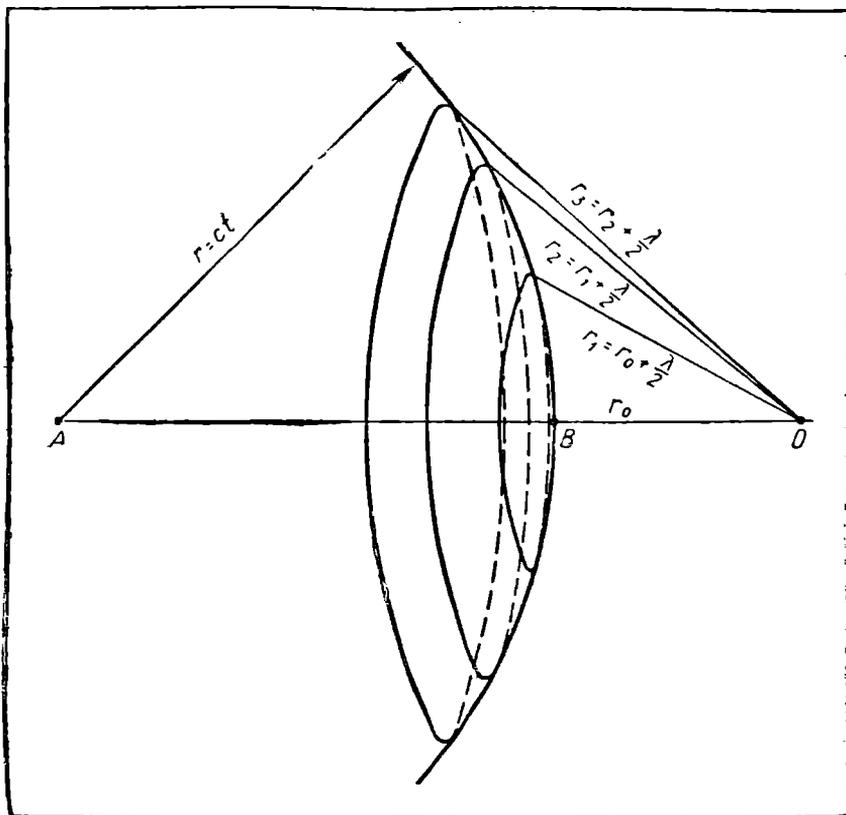


Рис. 34. Метод разбиения волнового фронта на зоны Френеля.

Обозначим расстояние от точки O до ближайшей точки волновой поверхности B через r_0 .

Первая зона Френеля ограничивается точками волновой поверхности, расстояние от которых до точки O равно

$$r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2},$$

где λ — длина световой волны. Эти точки располагаются на окружности. Вторая зона находится между краем первой зоны и точками волновой поверхности, расстояние от которых до точки O равно

$$r_2 = r_1 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + \lambda.$$

Аналогично определяются границы третьей, четвертой и последующих зон.

Расчеты показывают, что площади зон Френеля одинаковы. Поэтому одинаковыми должны быть и амплитуды колебаний, возбужденных каждой из зон. Но так как разность хода от двух соседних зон равна $\lambda/2$, то колебания от них приходят в точку O в противоположных фазах.

Учитывая это, можно объяснить результаты опытов с пропусканием света через отверстия малого радиуса. Пока радиус отверстия меньше радиуса первой зоны Френеля, его увеличение приводит к увеличению амплитуды колебаний в точке O (разность хода для колебаний, пришедших от различных точек первой зоны, не превышает $\lambda/2$). Максимального значения амплитуда колебаний в точке A достигает при равенстве радиуса отверстия радиусу первой зоны Френеля.

При дальнейшем увеличении радиуса отверстия амплитуда колебаний в точке O уменьшается в результате интерференции колебаний, приходящих от первой и второй зон; она становится минимальной при равенстве радиуса отверстия радиусу второй зоны. При дальнейшем увеличении радиуса отверстия амплитуда колебаний принимает минимальные значения, когда в отверстии укладывается четное число зон Френеля, и максимальные значения при нечетном их числе. Исходя из того факта, что амплитуда колебаний при сложении действия двух соседних зон при равенстве их площадей хотя и принимает минимальное значение, но все же остается отличной от нуля, Френель предположил, что амплитуда колебаний, вызываемых действием вторичных источников на поверхности зоны, зависит от направления распространения колебаний. Максимальная амплитуда колебаний получается в направлении, нормальном к фронту волны. По мере отклонения от нормали амплитуда возбуждаемых вторичных волн убывает и становится равной нулю при значениях угла, равных или превышающих 90° .

Объяснение свойства прямолинейности распространения света. Как мы видели, с помощью метода зон Френеля удается объяснить

результаты опытов по пропусканию света через отверстия малых размеров, сравнимых с размерами зоны Френеля. Но можно ли объяснить с помощью этого метода световые явления, наблюдаемые в большинстве обычных случаев, когда размеры отверстий, через которые проходит свет, значительно превышают размеры зоны Френеля?

Важнейшим свойством света, обнаруживаемым в этих условиях, является прямолинейность его распространения. Оно сводится к двум фактам: 1) освещенность в точке против центра отверстия большого размера не зависит от размеров отверстия, 2) освещенность в области геометрической тени равна нулю.

Первый из них с помощью теории зон Френеля объясняется так. Если на отверстии укладывается большое число зон Френеля, то для нахождения суммарного их действия в точке O нужно учитывать не только существование разности хода от двух соседних зон, но еще и плавное убывание амплитуды колебаний, возбуждаемых зонами, все более далекими от центральной зоны. Будем считать, что действие второй зоны в точке O полностью компенсируется действием прилегающих к ней половин первой и третьей зон, а действие четвертой зоны компенсируется действием прилегающих к ней половин третьей и пятой зон и т. д. Продолжая рассуждать таким образом, мы придем к выводу, что освещенность в точке O , создаваемая в результате сложения действия от всех вторичных источников, расположенных на n зонах Френеля, укладываемых в отверстие, равна освещенности, создаваемой совместным действием внутренней половины первой зоны и наружной половины последней. Если отверстие в экране велико, то угол α между нормалью к волновому фронту у края отверстия и направлением на точку O велик (рис. 35). При больших значениях угла α амплитуда колебаний, создаваемых действием последней зоны, становится настолько малой, что влиянием половины последней зоны на освещенность в точке O по сравнению с влиянием половины первой зоны можно пренебречь. Более точные расчеты показывают, что действие всей волны равно половине действия центральной зоны. Результат получается таким, будто свет из точки A в точку B распространяется прямолинейно внутри тонкой трубки, диаметр которой меньше диаметра первой зоны.

Расчет сложения колебаний от всех зон в точках, где освещенность равна нулю, показывает, что амплитуда результирующих колебаний в этих точках равна нулю. Темнота в этих точках есть результат интерференции колебаний от всех зон.

Пластинка зон. Из теории Френеля можно получить ряд замечательных, иногда парадоксальных следствий. Одно из них — возможность использования в роли собирающей линзы пластинки зон, или зонной пластинки.

Действительно, если на пути когерентного светового пучка, проходящего через отверстие, в котором укладывается n зон Френеля, поместить пластинку, на которой в месте расположения всех чет-

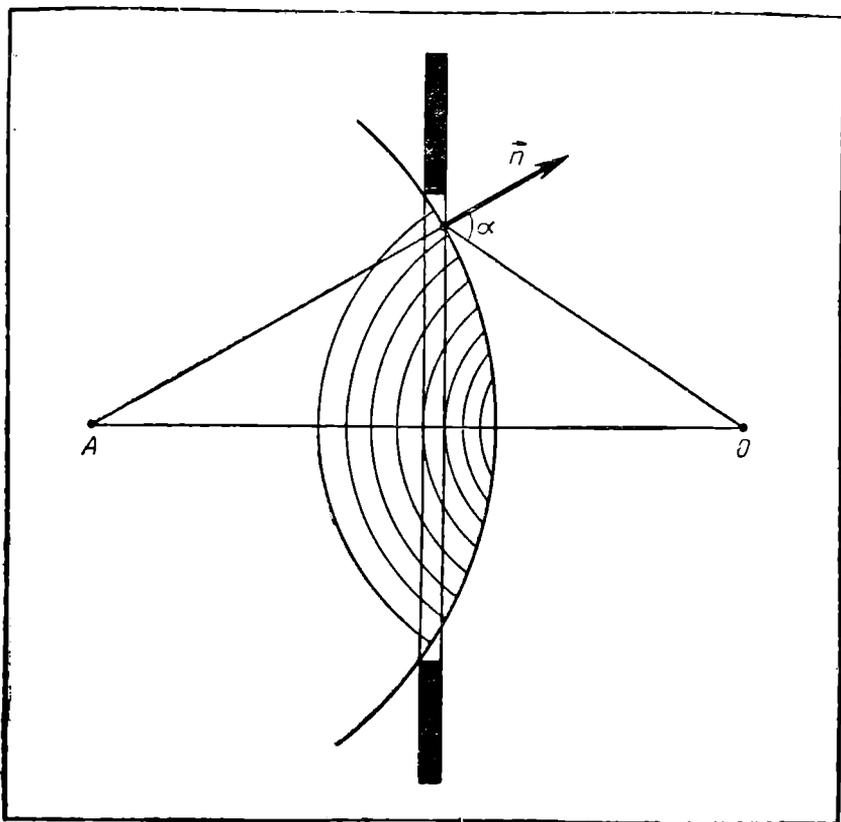


Рис. 35. Прохождение света через отверстие в экране.

ных зон нанесены концентрические кольца из непрозрачного материала, то в точку O будут приходить колебания только от нечетных зон, происходящих в одной и той же фазе. Эти колебания в результате интерференции должны усиливать друг друга. Освещенность в точке O должна значительно возрасти после того, как половина площади отверстия будет закрыта непрозрачным экраном!

Опыт полностью подтверждает правильность этого предсказания. Действие пластинки зон не опровергает, как это может показаться, закона сохранения энергии. Закрывание половины зон непрозрачным экраном не только приводит к увеличению амплитуды световых колебаний в точке O , но одновременно сопровождается уменьшением амплитуды световых колебаний в других точках вокруг точки O , т. е. пластинка зон действует подобно собирающей линзе. Полная энергия светового потока, проходящего через пластинку зон, равна лишь половине энергии светового потока,

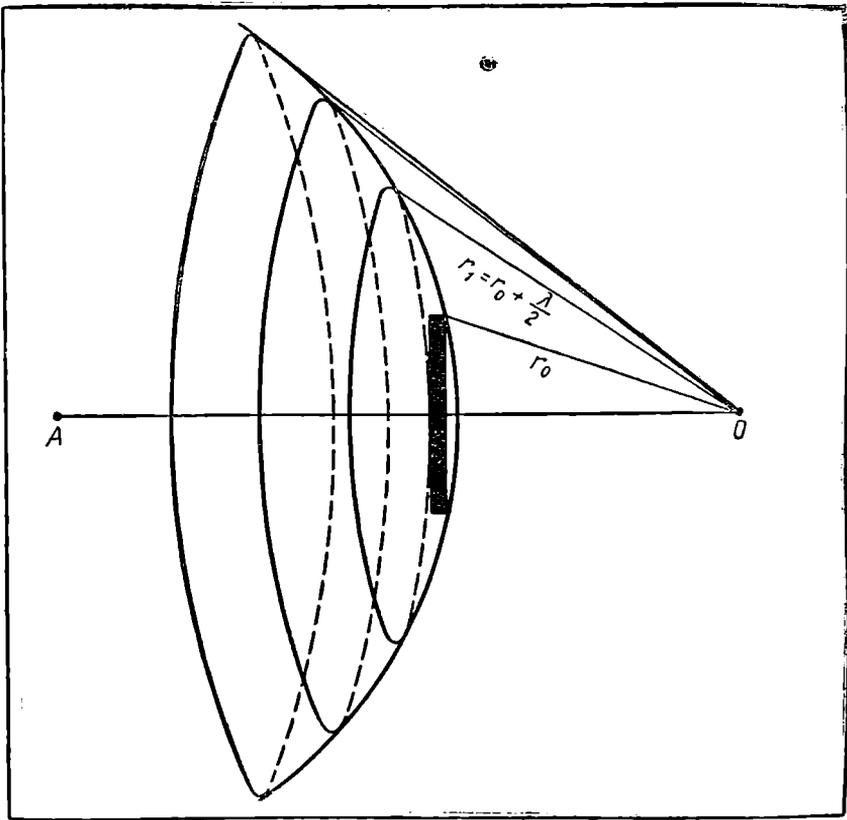


Рис. 36. Объяснение дифракции света по Френелю.

который проходит через отверстие в отсутствие пластинки зон.

Дифракция от круглого экрана. Второе замечательное следствие теории Френеля — предсказание существования светлого пятна в области геометрической тени от непрозрачного экрана. Если на пути распространения света от точечного источника света поместить непрозрачный экран, закрывающий одну или несколько зон (рис. 36), то для нахождения освещенности в центре области геометрической тени необходимо произвести сложение действия всех оставшихся зон. Как и в том случае, когда свет проходит через большое отверстие, в результате сложения действия всех оставшихся зон в центре геометрической тени всегда должно быть светлое пятно, освещенность которого равна освещенности, создаваемой половиной первой зоны Френеля, отсчитываемой от края экрана.

На это следствие из теории Френеля обратил внимание французский физик Пуассон. Считая это предсказание противоречащим здравому смыслу, он привел его в качестве довода против теории Френеля.

Однако французский физик Араго специально поставленным опытом доказал реальность существования светлого пятна в центре геометрической тени, и это следствие из довода против теории Френеля превратилось в один из веских аргументов в ее пользу. Для наблюдения светлого пятна в области геометрической тени (называемого часто пятном Пуассона) необходимо, чтобы размеры непрозрачного экрана были сравнимы с размерами первой зоны Френеля, а размеры неровностей на краю его поверхности не превышали длины световой волны. В качестве экрана можно использовать, например, шарик от подшипника.

Трудность осуществления этого опыта заключается в том, что источник света должен быть одновременно точечным и достаточно мощным. Расстояние от шарика радиусом 1 см до источника света и экрана, на котором наблюдается тень от него, должно составлять примерно 10 м.

Опыты с электромагнитными волнами сантиметрового диапазона. Малые размеры зон Френеля для области видимого света при проведении опытов в лабораторных условиях, т. е. на небольшом расстоянии от источника, делают очень трудным выполнение опытов с отдельными зонами. Значительно проще провести опыты по исследованию закономерностей распространения, интерференции и дифракции электромагнитных волн сантиметрового диапазона.

В качестве источника электромагнитных волн можно использовать школьный генератор сантиметровых волн. Для того чтобы источник волн был близким к точечному, рупор антенны передатчика необходимо прикрыть металлическим экраном с отверстием диаметром 1—2 см.

Вычислим радиусы зон Френеля в плоском экране B на расстоянии одного метра от точечного источника A , излучающего электромагнитные волны с длиной волны 3 см, если приемник C располагается на расстоянии одного метра от экрана (рис. 37).

Радиус первой зоны Френеля $r_1 = OO_1$ определяется условием

$$AO_1 + O_1C = AO + OC + \frac{\lambda}{2}.$$

Из прямоугольного треугольника AO_1O находим:

$$r_1 = O_1O = \sqrt{AO_1^2 - AO^2} = \sqrt{(AO_1 + AO)(AO_1 - AO)}.$$

Подставив в это выражение значения $AO = 1\text{ м}$, $AO_1 = AO + \frac{\lambda}{4} = 1,0075\text{ м}$, получим:

$$r_1 = \sqrt{(1,0075\text{ м} + 1\text{ м}) \cdot (1,0075\text{ м} - 1\text{ м})} \approx 0,123\text{ м}.$$

Радиус второй зоны определяется условием

$$AO_2 + O_2C = AO_1 + O_1C + \frac{\lambda}{2} = AO + OC + \lambda,$$

откуда

$$r_2 = OO_2 = \sqrt{AO_2^2 - AO^2} \approx 0,174\lambda.$$

Аналогично вычисляются радиусы третьей и четвертой зон:

$$r_3 = OO_3 \approx 0,214\lambda, \quad r_4 = OO_4 \approx 0,247\lambda.$$

Для выполнения опытов нужно вырезать в металлическом листе (белая жесть, алюминий) круг радиусом, равным радиусу r_1 первой зоны Френеля, и концентрические кольца с внешними радиусами r_2, r_3, r_4 (металлический лист можно заменить листом пластмассы или фанеры, наклеив на его поверхность слой металлической фольги).

Генератор электромагнитных волн, приемник и металлический экран с вырезанными в нем кольцевыми зонами располагают на расстояниях, принятых при выполнении расчетов (рис. 38), и выполняют следующие опыты.

1. Открывают в экране отверстие радиусом, равным радиусу первой зоны Френеля, и измеряют амплитуду электромагнитных колебаний, возникающих в точке C в результате сложения действия от всех вторичных источников излучения, расположенных на поверхности первой зоны. Амплитуду колебаний, возбуждаемых в приемнике, можно измерить с помощью усилителя и осциллографа (или вольтметра) либо оценить приблизительно по громкости звукового сигнала, подав напряжение с выхода усилителя низкой частоты на динамик.

2. Не изменяя расположения и настройки приборов, удаляют из экрана кольцо второй зоны Френеля. Амплитуда колебаний в приемнике должна при этом резко уменьшиться, так как на отверстии в экране теперь укладываются две зоны Френеля, которые вызывают в точке C колебания, происходящие в противоположных фазах.

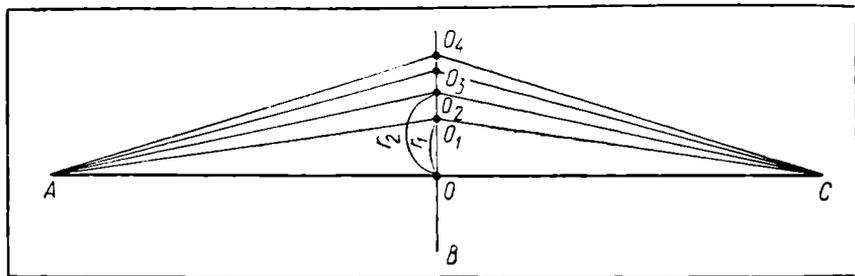


Рис. 37. К расчету радиусов зон Френеля.

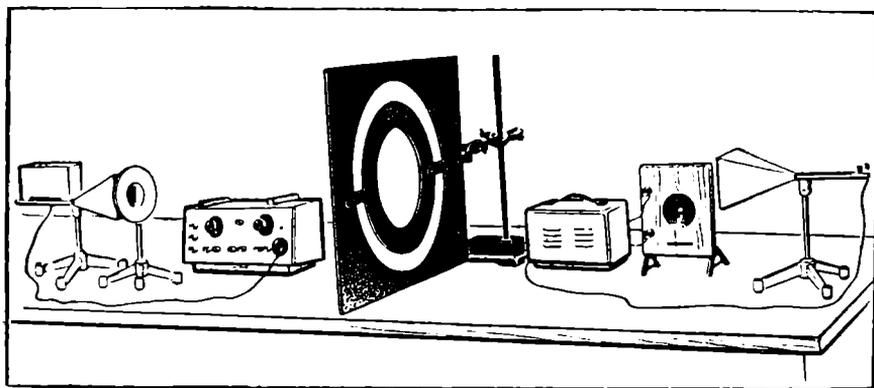


Рис. 38. Опыт с генератором сантиметровых электромагнитных волн.

3. Увеличение отверстия до радиуса третьей зоны должно привести к возрастанию амплитуды колебаний в приемнике. Когда же в отверстии укладываются четыре зоны, вновь наблюдается минимум.

4. Если удалить из экрана первую и третью зоны, интенсивность колебаний в приемнике должна быть большей, чем от одной зоны, и даже большей, чем в отсутствие экрана.

5. Если между передающей антенной и приемником поместить металлический экран в форме диска, то против центра диска приемник должен обнаруживать электромагнитные волны. Этот результат эквивалентен обнаружению светлого пятна в центре геометрической тени при выполнении опытов со светом.

Контрольные вопросы

1. Какими постулатами дополнил Френель принцип Гюйгенса для объяснения законов распространения света!
2. Что такое зоны Френеля!

§ 18. Дифракция света

Два вида дифракции. Дифракция света — явление отклонения направления распространения света от прямолинейного в однородной среде — является прямым следствием принципа Гюйгенса — Френеля, согласно которому каждая точка пространства, которой достигла световая волна, становится вторичным источником, от которого волны распространяются по всем направлениям.

В зависимости от условий эксперимента различают два вида дифракционных явлений: дифракцию в сходящихся лучах (или дифракцию Френеля) и дифракцию в параллельных лучах (или дифракцию Фраунгофера).

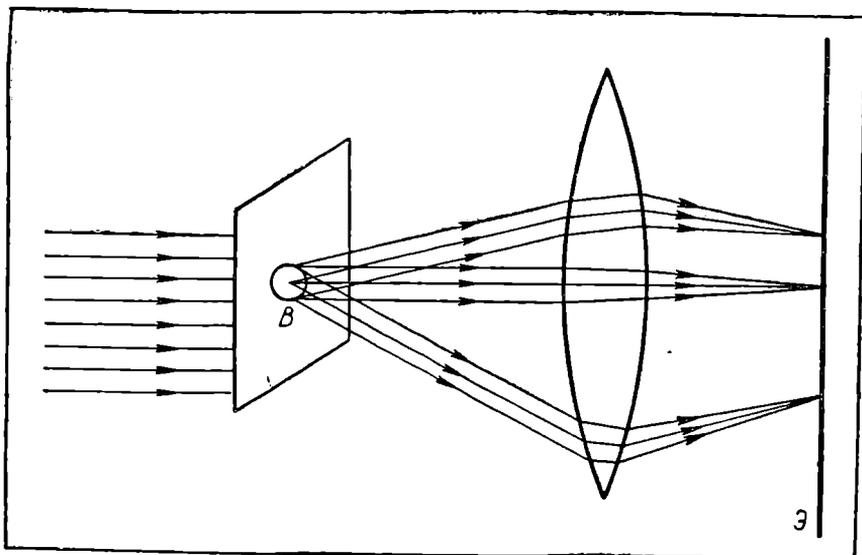


Рис. 40. Дифракция в параллельных лучах.

примем, что отверстие освещается монохроматическим светом с длиной волны λ таким образом, что колебания во всех точках отверстия происходят в одной фазе. Линза, собирающая параллельный пучок световых лучей в одну точку, обладает замечательным свойством: оптическая длина пути для всех параллельных лучей, идущих от некоторой плоскости, перпендикулярной направлению распространения, до фокуса линзы, одинакова. Другими словами, на пути от любой плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, до фокуса разность хода световых лучей остается неизменной.

Так как во всех точках отверстия колебания происходят в одной фазе, разность хода для волн, собранных линзой в направлении, перпендикулярном плоскости экрана, равна нулю. Поэтому в точке O_2 (рис. 41) наблюдается максимум интенсивности световых колебаний.

Световой пучок, распространяющийся в результате дифракции под углом α к направлению прямолинейного распространения света, собирается линзой в точку O_1 . И в этом случае от любой точки на плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, например плоскости AB на рисунке 41, длина оптического пути до фокуса O_1 одинакова. Однако к плоскости AB световые волны от разных точек отверстия приходят в разных фазах, так как проходят различные пути.

Вычислим разность хода для волн, идущих из центра отверстия и от его краев. Как видно из рисунка 41, эта разность хода равна:

$$\Delta l = DC = AD \sin \alpha = R \sin \alpha. \quad (18.1)$$

Первый вид дифракционных явлений наблюдается при отсутствии каких-либо оптических приборов между отверстием или экраном, на котором происходит дифракция света, и местом наблюдения.

Результирующая дифракционная картина, например, от отверстия малых размеров B для любой точки D на экране \mathcal{E} в случае френелевской дифракции определяется как результат интерференции волн, пришедших в эту точку от всех вторичных источников волн, расположенных на отверстии в экране B (рис. 39).

Другой возможный и часто применяемый на практике вариант наблюдения явления дифракции — использование оптического прибора, собирающего в одну точку все параллельные лучи. Например, для наблюдения дифракции в параллельных лучах от отверстия B между отверстием и экраном \mathcal{E} устанавливается линза таким образом, чтобы экран \mathcal{E} был расположен в ее фокальной плоскости.

В результате дифракции свет распространяется от отверстия по всевозможным направлениям, и каждый параллельный пучок собирается линзой в точку на экране \mathcal{E} (рис. 40).

Световые волны, собранные линзой в одну точку, интерферируют между собой. Результат интерференции зависит от разности фаз интерферирующих волн. В случае круглого отверстия дифракционная картина состоит из центрального светлого пятна и чередующихся темных и светлых колец вокруг него.

Дифракция от круглого отверстия. Выполним приблизительный расчет радиуса центрального светлого пятна при наблюдении дифракции в параллельных лучах от отверстия радиусом R . Для этого

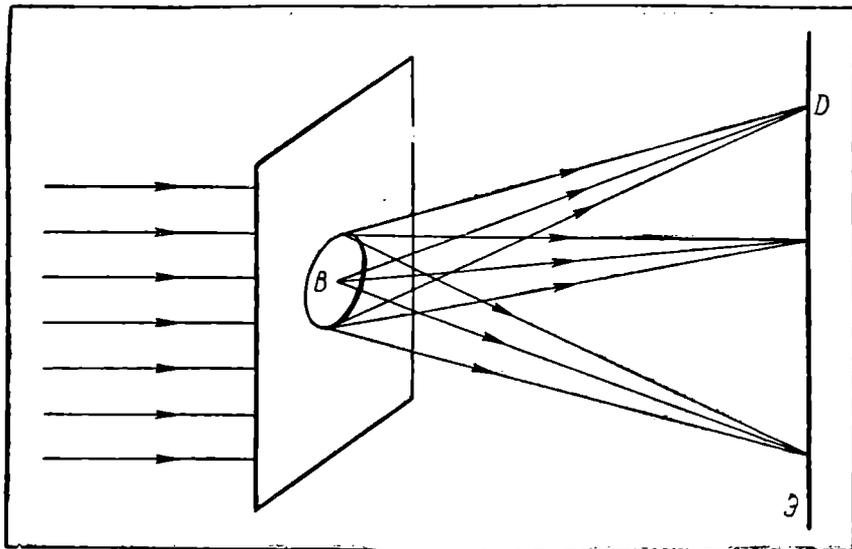


Рис. 39. Дифракция в сходящихся лучах.

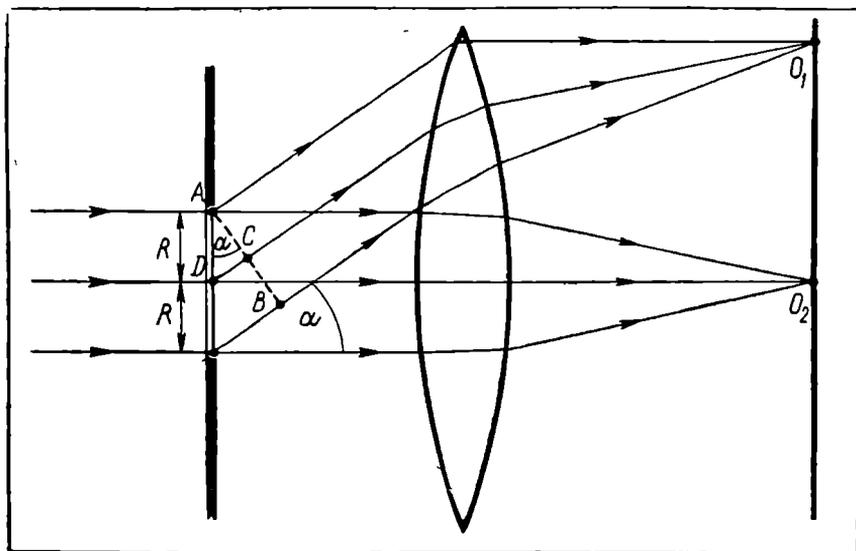


Рис. 41. Разность хода для лучей, идущих от различных участков отверстия, зависит от угла α .

Можно принять, что граница центрального светлого пятна, или, точнее, положение первого темного кольца, определяется условием

$$\Delta l = R \sin \alpha = \frac{\lambda}{2}. \quad (18.2)$$

При увеличении угла α попеременно выполняются условия минимума и максимума интерференции.

Таким образом, в результате дифракции света малое отверстие в экране с радиусом R воспринимается как светлое пятно с угловым радиусом, приблизительно равным

$$\alpha \approx \sin \alpha = \frac{\lambda}{2R} = \frac{\lambda}{D}. \quad (18.3)$$

Это пятно окружено системой concentрических светлых и темных колец.

Уравнение (18.3) показывает, что угловые размеры центрального светлого дифракционного пятна (как и угловые размеры окружающих его светлых колец) зависят не только от радиуса отверстия R , но и от длины волны света λ . Поэтому при освещении отверстия белым светом, состоящим из световых волн различной длины, в результате дифракции наблюдается центральное белое пятно, окруженное системой concentрических цветных колец.

Дифракция и разрешающая способность оптических приборов. Явление дифракции ставит предел для разрешающей способности многих оптических инструментов и человеческого глаза.

При дневном освещении диаметр зрачка, т. е. диаметр отверстия D , на котором происходит дифракция света, равен примерно

2 мм, длину волны света λ примем равной $5,6 \cdot 10^{-7}$ м. Тогда угловой радиус α центрального светлого дифракционного пятна при падении на зрачок глаза параллельного пучка света может быть определен по формуле (18.3):

$$\alpha = \frac{\lambda}{D} \approx \frac{5,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{2 \cdot 10^{-3} \text{ м}} \approx 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ рад} \approx 1'.$$

Таким образом, в результате дифракции бесконечно удаленный точечный источник воспринимается глазом как светлое пятно с угловым радиусом, равным примерно одной угловой минуте. Две светящиеся точки могут восприниматься глазом как отдельные источники света при условии, если угловое расстояние между ними превышает угловой радиус центрального дифракционного светлого пятна от одного точечного источника (рис. 42). Следовательно, разрешающая способность человеческого глаза равна примерно одной угловой минуте.

При фотографировании звезд с помощью телескопа изображение звезд на фотопластинке получается не точечным. Это является следствием дифракции света на отверстии объектива телескопа (рис. 43). Радиус центрального светлого дифракционного пятна на фотопластинке можно определить из условия (18.3).

$$\alpha \approx \text{tg } \alpha = \frac{r}{F}.$$

Но, с другой стороны,

$$\alpha = \frac{\lambda}{D}.$$

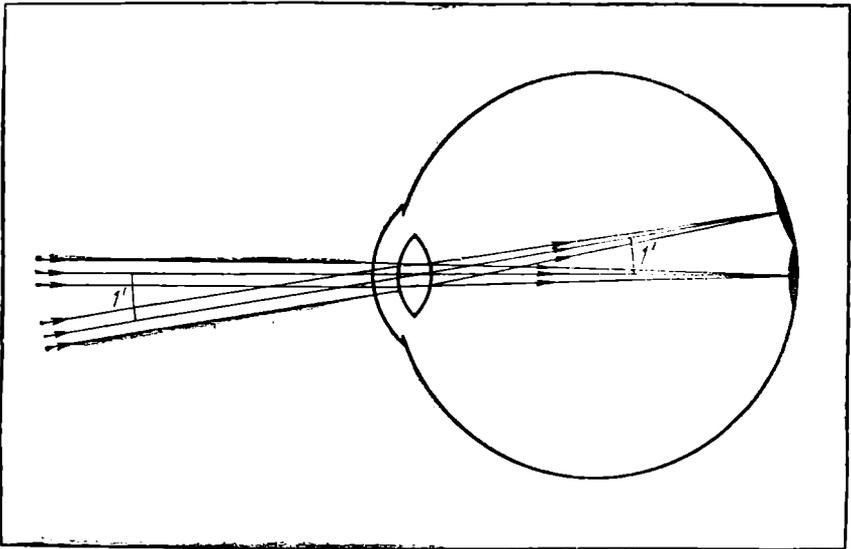


Рис. 42. Разрешающая способность глаза ограничивается дифракцией света на его зрачке.

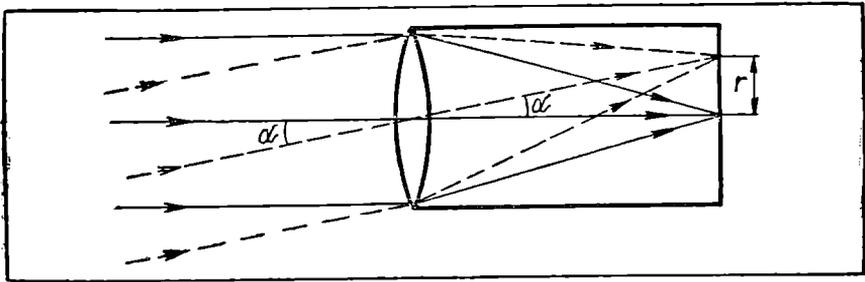


Рис. 43. Размеры центрального дифракционного пятна обратно пропорциональны диаметру объектива телескопа.

Поэтому

$$\frac{\lambda}{D} \approx \frac{r}{F},$$

откуда

$$r \approx \lambda \frac{F}{D}. \quad (18.4)$$

Выражение (18.4) показывает, что изображения звезд на фотопластинке тем ближе к точечным, чем больше диаметр объектива телескопа D и чем меньше его фокусное расстояние F .

Оценим разрешающую способность строящегося крупнейшего в мире светового телескопа с диаметром объектива 6 м:

$$\alpha \approx \frac{\lambda}{D} \cdot 57 \cdot 60 \cdot 60'' \approx \frac{5,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{6 \text{ м}} \cdot 206265'' \approx 0,02''.$$

Следовательно, с помощью самого большого в мире оптического телескопа можно различить на небе светящиеся объекты — звезды, детали на поверхности планет, — отстоящие друг от друга не менее чем на две сотые угловой секунды.

Ряд фотографий тройной звезды, полученных при различных диаметрах объектива телескопа, показывает, как убывают размеры центрального дифракционного пятна изображения звезды при увеличении диаметра объектива телескопа. Две близко расположенные звезды становятся различимыми только при достаточно большом диаметре объектива телескопа.

Явление дифракции ограничивает и разрешающую способность микроскопа. Очевидно, что если в изображении, построенном объективом микроскопа, две светящиеся точки становятся неразличимыми в результате наложения их дифракционных изображений, то дальнейшее увеличение изображения с помощью окуляра не может сделать их различимыми. Следовательно, как и в случае определения разрешающей способности глаза и телескопа, минимальное угловое расстояние между точками,

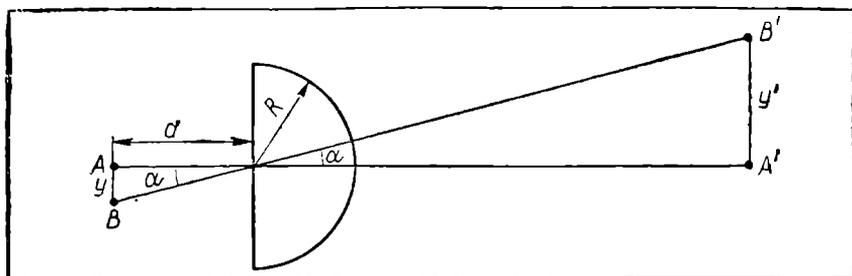


Рис. 44. Оценка разрешающей способности микроскопа.

которые могут быть разрешены как отдельные источники света, приблизительно равно угловому радиусу α центрального светлого дифракционного пятна. Согласно (18.3) α выражается через диаметр объектива D и длину световой волны λ :

$$\alpha \approx \frac{\lambda}{D}.$$

Обозначив расстояние от предмета до объектива микроскопа через d (рис. 44), получим для минимального линейного расстояния y между двумя светящимися точками, на котором они могут быть разрешены при наблюдении в микроскоп, следующее выражение:

$$y \approx \alpha d \approx \frac{\lambda d}{D}.$$

Отсюда видно, что разрешающая способность микроскопа возрастает с увеличением диаметра объектива микроскопа, с уменьшением длины световой волны и расстояния от объектива до объекта.

Так как объектив микроскопа должен построить действительное изображение, то $d > F$.

Следовательно, для уменьшения расстояния d необходимо использовать возможно более короткофокусные линзы. Увеличение разрешающей способности объектива микроскопа при заданном фокусном расстоянии путем увеличения диаметра D объектива ограничено естественным пределом

$$D = 2R,$$

где R — радиус кривизны линзы. Это означает, что плосковыпуклая линза, обычно применяемая в качестве первой линзы объектива микроскопа, должна быть полушаровой.

Так как фокусное расстояние плоско-выпуклой линзы определяется формулой

$$F = \frac{R}{n-1},$$

то для объектива микроскопа можно записать соотношение

$$d > \frac{R}{n-1}.$$

Учитывая это, можно минимальное расстояние, на котором могут находиться две светящиеся точки, различимые с помощью микроскопа, выразить так:

$$y \approx \frac{\lambda d}{D} > \frac{\lambda F}{2R} \approx \frac{\lambda R}{2R(n-1)} = \frac{\lambda}{2(n-1)}.$$

Принимая показатель преломления стекла, из которого сделана линза объектива $n = 1,5$ получаем: $y > \lambda$.

Таким образом, минимальное расстояние, на котором с помощью микроскопа могут быть разрешены две светящиеся точки при оптимальной конструкции объектива, равно приблизительно длине световой волны.

Один из возможных путей увеличения разрешающей способности оптического микроскопа заключается в использовании коротковолнового ультрафиолетового излучения. Так как ультрафиолетовое излучение не воспринимается человеческим глазом, но сильно действует на фотопластинку, изображение фотографируется, проявляется и потом рассматривается.

§ 19. Дифракционная решетка

Дифракция от одной щели. Важную роль в прикладной оптике играют явления дифракции на отверстиях в форме щели с параллельными краями. Рассмотрим сначала дифракцию в параллельных лучах на одной узкой щели.

Пусть на щель, длина которой много больше ее ширины, падает световая волна с плоским фронтом. Чтобы сделать дифракционную картину видимой на конечном расстоянии, за щелью помещают собирательную линзу, а за линзой в ее фокальной плоскости — экран. Выясним, от чего зависит освещенность в произвольно выбранной на экране точке A , в которую линза собирает параллельный пучок лучей, идущих в результате дифракции в некотором произвольном направлении (рис. 45, a).

Во всех точках волновой поверхности, достигшей щели, совершаются колебания в одинаковой фазе. Но в точку A на экране волны приходят с неодинаковыми фазами, так как оптические пути их различны. Поскольку линза не изменяет длины оптического пути, разность хода света от точек B и C щели можно распределить, опустив перпендикуляр из точки C на направление распространения света из точки B . Если разность хода $BD = \frac{\lambda}{2}$, то расстояние $BC = x$ является шириной зоны Френеля.

Разобьем щель на зоны шириной, равной ширине зоны Френеля. Все зоны ориентированы относительно выбранного направления φ одинаково, но колебания, приходящие от двух соседних зон в

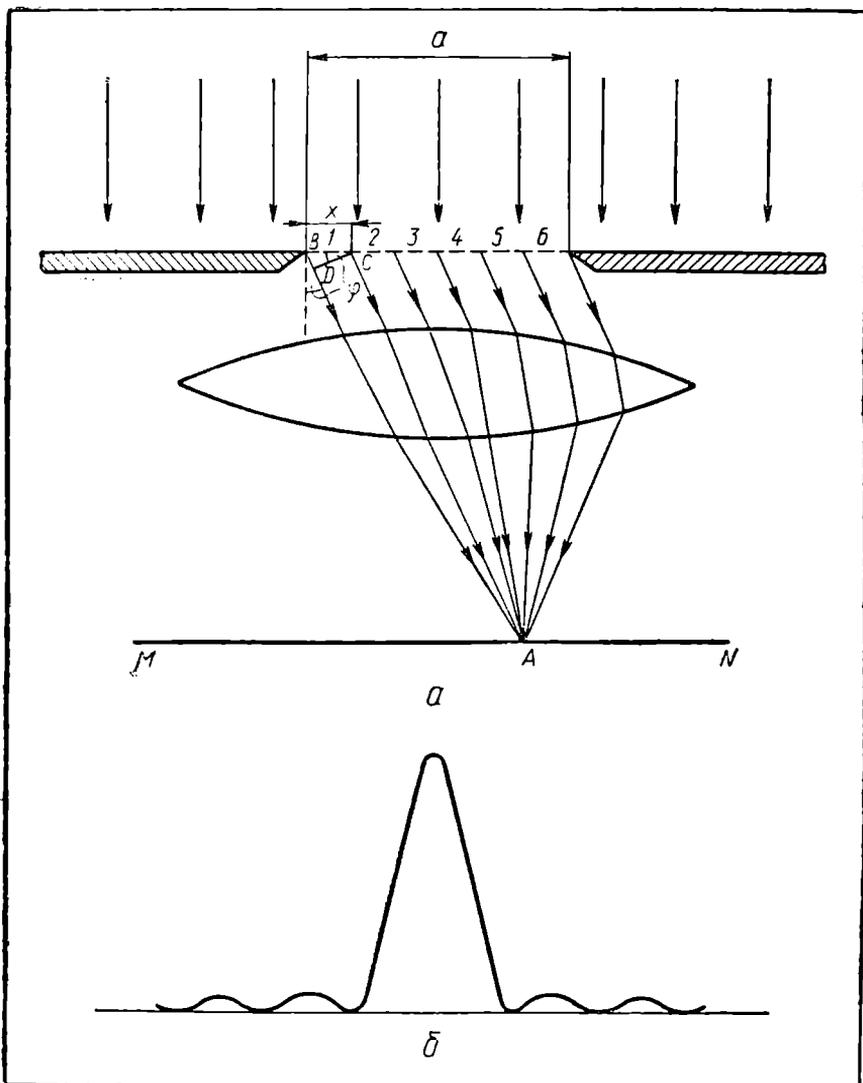


Рис. 45. Дифракция на одной щели в параллельных лучах.

точку A , имеют разность хода $\frac{\lambda}{2}$. Поэтому, если на щели укладывается четное число зон, то в точке A происходит полное взаимное гашение колебаний и освещенность будет равна нулю. Если же число зон нечетно, то колебания от одной из зон останутся непогашенными и в точке A будет наблюдаться некоторая освещенность (максимум освещенности).

Итак, освещенность в точке A зависит от числа зон Френеля, которые укладываются на щели. Найдем количественное выражение этой зависимости.

Пусть x — ширина зоны. Учитывая, что разность хода между лучами, исходящими от краев зоны, равна $\frac{\lambda}{2}$, можно записать:

$$\frac{BD}{BC} = \frac{\frac{\lambda}{2}}{x} = \sin \varphi,$$

отсюда

$$x = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}. \quad (19.1)$$

Если a — ширина щели, то легко определить число n укладываемых на ней зон:

$$n = \frac{a}{x} = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda}. \quad (19.2)$$

Из выражения (19.2) видно, как зависит число зон, укладываемых на щели, от угла φ , ширины щели a и длины волны λ .

Если число зон является четным

$$n = 2k,$$

то можно записать следующее равенство:

$$2k = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda}, \quad (19.3)$$

или

$$a \sin \varphi = k\lambda. \quad (19.4)$$

Это — условие, при выполнении которого наблюдается минимум освещенности от одной щели.

Условием наблюдения максимума освещенности является условие нечетности числа зон:

$$n = 2k + 1.$$

Тогда

$$2k + 1 = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda}, \quad (19.5)$$

или

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (19.6)$$

Итак, для заданных значений длины волны λ и ширины щели a в направлениях, определяемых выражением (19.4), наблюдаются минимумы освещенности, а в направлениях, определяемых выражением (19.6), наблюдаются максимумы света.

Распределение интенсивности света на экране за щелью показано на рисунке 45, б.

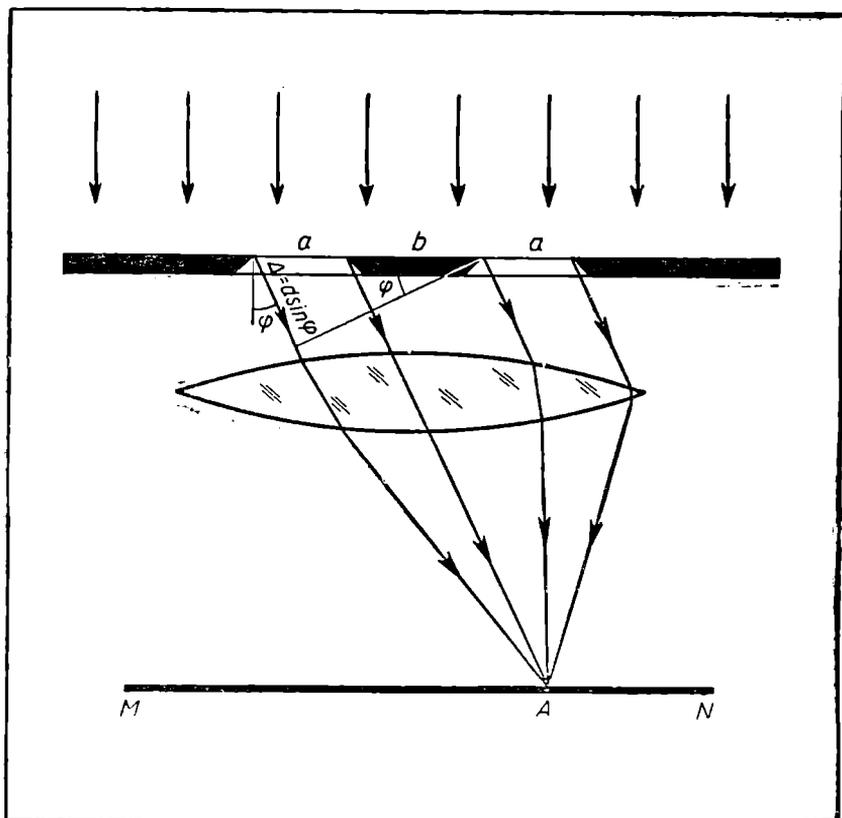


Рис. 46. Дифракция от двух щелей.

Картина на экране представляет собой изображение щели, построенное линзой. Это изображение искажено дифракционными явлениями.

Дифракция от двух щелей. Рассмотрим теперь дифракцию от двух щелей шириной a , разделенных непрозрачным промежутком шириной b (рис. 46). Пусть плоский фронт монохроматической волны достиг положения, совпадающего с плоскостью пары щелей. С помощью линзы соберем все параллельные группы дифракционных параллельных лучей на экране MN . Выберем на экране произвольную точку A , в которой собирается пучок параллельных лучей, идущих в некотором направлении ϕ , как показано на рисунке 46, и определим, от чего зависит получение максимума или минимума освещенности в этой точке.

Пусть выбранное направление ϕ таково, что выполняется условие (19.4) получения минимума света от одной щели:

$$a \sin \phi = k\lambda.$$

Так как в этом направлении каждая щель в отдельности на экране света не дает, значит и при наличии двух щелей в этом направлении не будет наблюдаться света.

Условие (19.4) в применении к двум щелям называют условием прежних минимумов. Ясно, что оно справедливо для любого числа щелей, так как независимо от числа щелей минимумы наблюдаются в тех же местах на экране, что и в случае одной щели.

Теперь выберем такое направление, в котором каждая щель в отдельности дает на экране свет. Для случая двух щелей могут в зависимости от разности хода слагаемых колебаний представиться две возможности: 1) интерференция на экране света от обеих щелей приводит к усилению света, 2) происходит взаимное гашение. Назовем точки щелей, расположенных на расстоянии $d = a + b$, соответственными точками. Очевидно, что усиление света будет происходить тогда, когда разность хода Δ от соответственных точек равна четному числу полуволн. Как видно из рисунка 46, эта разность хода определяется формулой

$$\Delta = d \sin \varphi. \quad (19.7)$$

При выполнении условия

$$d \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (19.8)$$

свет от соответственных точек будет при интерференции в точке A давать максимум освещенности. Выражение (19.8) называют выражением для главных максимумов. Выражение главных максимумов так же, как и выражение для прежних минимумов, справедливо при любом количестве щелей.

В направлении, для которого разность хода от соответственных точек щелей равна нечетному числу полуволн, наблюдается интерференционный минимум на экране. Поэтому в направлениях, в которых каждая щель в отдельности дает на экране свет, при совместном действии щелей света наблюдаться не будет, если выполняется условие

$$d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (19.9)$$

Это справедливо для любого четного числа щелей. Направления, определяемые выражением (19.9), называют направлениями на дополнительные минимумы. Такое название происходит оттого, что в случае одной щели в этих направлениях на экране был свет.

Распределение освещенности на экране за двумя щелями показано на рисунке 47, б.

Дифракционная решетка. Прозрачная пластина, на которой нанесен ряд параллельных непрозрачных полос, называется дифракционной решеткой. Прозрачные полосы в дифракционной решетке можно рассматривать как щели. С увеличением числа щелей глав-

ные максимумы и прежние минимумы, направления на которые определяются выражениями (19.8) и (19.4), справедливыми для любого числа щелей, остаются на прежних местах, но максимумы становятся ярче, а промежутки между ними все темнее. Дело в том, что с увеличением числа щелей увеличивается число дополнительных минимумов и интенсивность света в промежутке между максимумами уменьшается до исчезающе малого фона. С увеличением числа щелей энергия световых колебаний в главных максимумах возрастает пропорционально квадрату числа щелей (рис. 47).

Действительно, результирующая амплитуда в главном максимуме A равна сумме амплитуд колебаний a , присылаемых каждой щелью, так как в главных максимумах интерферируют колебания в одинаковых фазах. Если число щелей N , то

$$A = Na.$$

Но поскольку энергия колебаний пропорциональна квадрату амплитуды, то

$$E \sim N^2.$$

Максимумы света на экране располагаются симметрично относительно центрального максимума, для которого $k = 0$. Максимумам присваиваются номера, соответствующие значениям k . Различают максимумы первого порядка, второго порядка и т. д.

При освещении решетки белым светом максимумы одного и того же порядка для различных длин волн будут наблюдаться в различных направлениях. Это значит, что дифракционная решетка разлагает свет сложного состава в спектр. На экране все главные максимумы цветные, за исключением центрального ($k = 0$) максимума, для которого разность хода всех длин волн равна нулю; этот максимум остается белым.

Применение и изготовление дифракционных решеток. Способность разлагать белый свет в спектр — ценное свойство дифракционной решетки. Решетка, как и призма, является спектральным прибором.

Чем шире спектр, чем на больший угловой интервал $\Delta\varphi$ растягивается данный интервал длин волн $\Delta\lambda$, тем лучше решетка как спектральный прибор. Это качество дифракционных решеток количественно характеризуется отношением $\frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}$, называемым дисперсией решетки.

Выражение (19.8) можно для малых углов φ записать так:

$$\varphi \approx \sin \varphi = \frac{k\lambda}{d};$$

отсюда следует, что

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} \approx \frac{k}{d}.$$

Таким образом, дисперсия решетки тем больше, чем меньше постоянная решетка d .

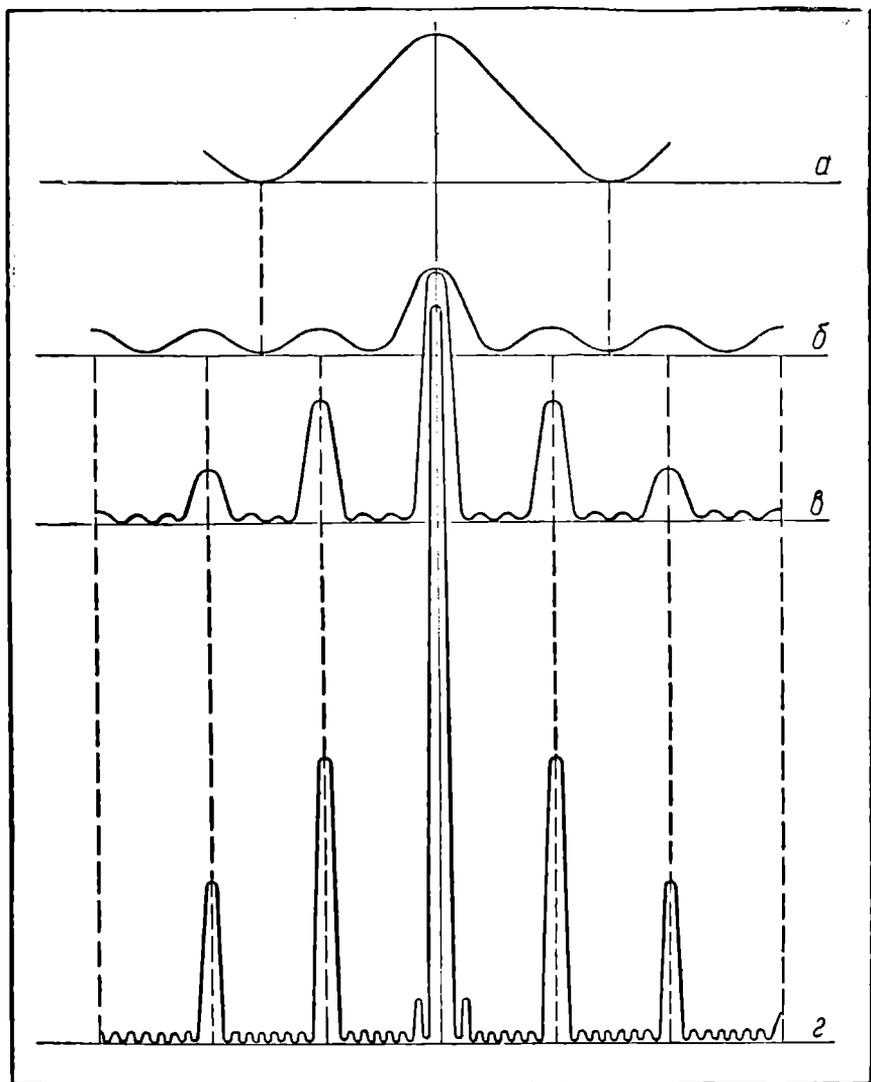


Рис. 47. Зависимость распределения освещенности на экране от числа щелей: а — одна щель, б — две щели, в — четыре щели, г — восемь щелей.

Хорошие решетки имеют тысячи щелей и непрозрачных промежутков (штрихов) на миллиметре, а общее число щелей на решетке шириной 15 см превышает 150 000.

Решетки изготавливаются очень точно. Если хотя бы одна щель из 150 000 смещена от заданного положения более чем на 10^{-5} мм (т. е. на $1/40$ длины волны), решетка бракуется. Нарушение пра-

вильности чередования щелей искажило бы дифракционную картину, привело бы к появлению ложных линий — «духов».

Изготовление хороших дифракционных решеток — труднейшая научно-техническая задача. Машина для изготовления решеток устанавливается на глубоко врытом в землю массивном фундаменте. Температура в помещении поддерживается постоянной с точностью до $0,01^\circ\text{K}$.

При изготовлении одной решетки алмазный резец проходит путь до 27 км. Перед нарезанием машина от 5 до 20 ч работает на холостом ходу для стабилизации режима работы всех узлов. Нарезание одной решетки длится до 7 сут при времени нанесения одного штриха 3 сек.

Основная область применения решеток — спектральный анализ. С помощью хороших решеток удается разделять спектральные линии, для которых разность длин волн составляет всего $1/400000$ длины световой волны.

Контрольные вопросы

1. В каких направлениях за щелью наблюдаются минимумы освещенности на экране!

2. Докажите, что в направлениях $d \sin \varphi = k\lambda$ за решеткой из любого числа щелей могут быть максимумы света.

3. Докажите, что соотношение $d \sin \varphi = (2k+1)\frac{\lambda}{4}$ является условием дополнительного минимума при числе щелей, кратном четырем.

4. Почему при освещении решетки белым светом в направлениях максимумов первого, второго и более высоких порядков наблюдается спектр, а максимум нулевого порядка не окрашен!

5. Что называется дисперсией решетки!

§ 20. Интерференция света и когерентность

Повседневный опыт показывает, что два или больше естественных источника света дают в любой точке освещенность, равную сумме освещенностей, создаваемых каждым из них. Следовательно, обычные источники света некогерентны.

Чем это вызвано? Элементарными источниками света являются атомы и молекулы вещества. Излучение обычного источника света складывается из излучений многих атомов. Каждый атом излучает независимо от других. Следовательно, разность фаз колебаний все время изменяется и даже для излучений одинаковой частоты условие когерентности не выполняется. Поэтому до недавнего времени единственный способ наблюдения интерференции световых волн заключался в том, что световые волны, испускаемые одним источником света, разделяли с помощью экранов с отверстиями, зеркал, пленок или преломляющих призм на две части. Полученные таким образом две когерентные волны, прошедшие различные оптические пути, затем накладывали друг на друга и на экране наблюдали интерференционную картину.

Однако опыт показывает, что и при таком методе постановки опыта интерференция не наблюдается, если разность хода очень велика (более 3 м). Это объясняется так. Излучение отдельного атома длится около 10^{-8} сек. За такое время атом испускает ограниченный пучок волн некоторой длины L .

Длину пучка L можно найти как путь, пройденный световой волной за время излучения атома $\tau \approx 10^{-8}$ сек:

$$L = c\tau \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{сек}} \cdot 10^{-8} \text{ сек} \approx 3 \text{ м.}$$

При разности хода более трех метров встречаться будут волны только разных пучков и картина интерференции будет непрерывно меняться.

Действительный предел разности хода в оптических интерференционных приборах оказывается значительно (на несколько порядков) меньше 3 м в результате действия ряда других причин. Рисунок 48 показывает, что по мере увеличения разности хода Δl картина интерференции ослабляется, так как два пучка волн, излученные одним и тем же атомом, перекрываются лишь частично, а при разности хода $\Delta l > L$ интерференция не наблюдается вовсе, так как при этом пучки волн, испущенные одним атомом, не встречаются друг с другом.

Длина пучка L называется когерентным расстоянием, а время свечения атома τ — временем когерентности.

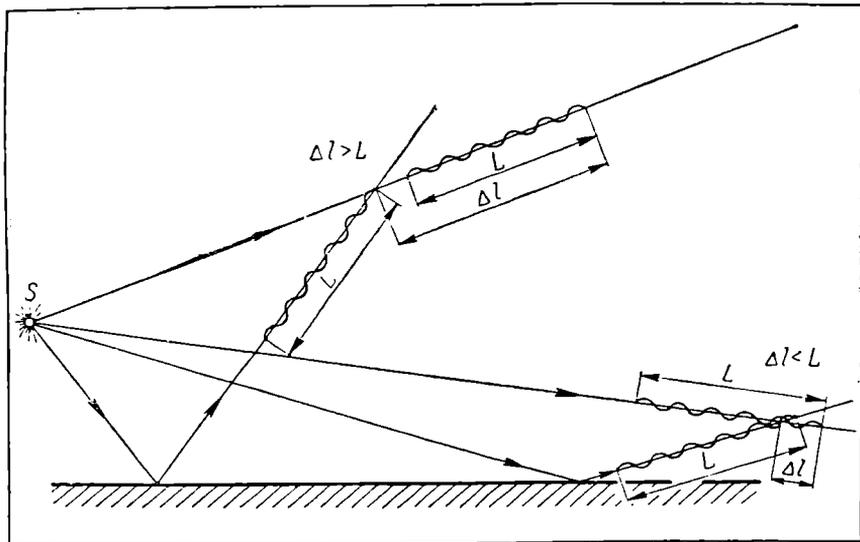


Рис. 48. Нарушение условия временной когерентности при увеличении разности хода.

Рассмотренный тип когерентности называют временной когерентностью. Существование временной когерентности учитывается в опытах с интерферометрами типа интерферометра Майкельсона. Картина интерференции будет наиболее четкой при равенстве плеч интерферометра, когда имеет место полное перекрытие волн одинаковых цугов.

Кроме временной, существует пространственная когерентность, которую легко пояснить из опыта Юнга с двумя щелями или отверстиями. В этом опыте световые волны от источника S проходят через небольшое отверстие S_1 , а затем одновременно и в одинаковых фазах достигают двух малых, близко расположенных отверстий S_2 и S_3 (рис. 49).

Если бы свет распространялся прямолинейно, то на экране \mathcal{E} было бы видно два световых пятна, расположенных отдельно против отверстий S_2 и S_3 . Но вследствие дифракции свет распространяется расширяющимся конусообразным пучком и на экране световые пятна частично перекрываются. Если источник света монохроматический, например, испускается красный свет, то в области перекрытия световых пятен наблюдается картина интерференции, представляющая собой чередование красных и темных полос вокруг центральной красной полосы. Если закрыть одно из отверстий, наблюдается одно световое пятно и картина интерференции исчезает.

Каждая светлая полоса на экране является геометрическим местом точек, разность расстояний от которых до отверстий S_2 и S_3 равна четному числу полуволн, а каждая темная полоса — геоме-

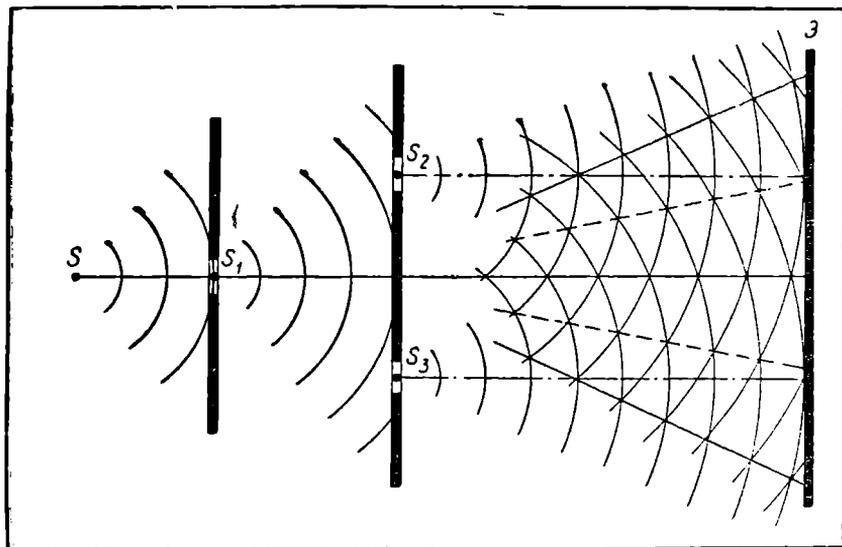


Рис. 49. Схемы опыта Юнга.

трическое место точек, разность расстояний от которых до отверстий равна нечетному числу полуволн.

Возможность наблюдения интерференции в опыте Юнга обусловлена когерентностью волн, проходящих в любую точку на экране от отверстий S_2 и S_3 . Когерентность этих волн обусловлена когерентностью волн пришедших из отверстия S_1 к отверстиям S_2 и S_3 .

Опыт показывает, что по мере увеличения размеров отверстия S_1 , когда большое число точек получает возможность посылать свет на щели S_2 и S_3 , картина интерференции становится все менее четкой и при некотором размере отверстия совершенно исчезает.

Это объясняется тем, что каждая точка большого отверстия S_1 света дает свою картину интерференции на экране, не совпадающую с картинами интерференции от других точек. Чем больше размеры отверстия, тем больше смещены друг относительно друга картины интерференции от его крайних точек. При некотором размере отверстия S_1 максимумы интерференции одной картины располагаются в местах минимумов другой и наблюдать интерференционную картину уже не представляется возможным. В этих случаях принято говорить, что нарушены условия пространственной когерентности на щелях S_1 и S_2 .

§ 21. Голография

Фотография. Явления интерференции и дифракции света могут быть использованы для получения объемных образов предметов, принципиально отличающихся от тех, которые получаются при обычном фотографировании.

При обычном фотографировании свет, отраженный от отдельных точек освещенного объекта, фокусируется с помощью объектива в точках на поверхности фотопленки.

Изображения точек, неодинаково удаленных от объектива, получаются также на различных расстояниях от объектива. Иными словами, если предмет является трехмерным, объемным, то и его изображение получается объемным. Но так как это изображение фиксируется в плоской фотопленке (фотоэмульсия имеет толщину всего 6—25 мкм), то четким получается изображение только части точек предмета, на которые была осуществлена наводка на резкость. Другие точки объемного изображения, расположенные ближе или дальше, дают на фотопленке нечеткие, размытые пятна. Правда, с уменьшением размеров диафрагмы глубина резкости может быть увеличена, но это дается ценой потери света и увеличения экспозиции.

Почему же, рассматривая фотографию, мы все же получаем представление о пространственном расположении предметов?

Ощущение объемности на плоской фотографии создается перспективой и тенями от бокового освещения предметов, а также «привыч-



Деннис Габор

кой» видеть объемные предметы плоскими. Дело в том, что оптическая система глаза и фотоаппарата одинаковы (линза — фотопластинка, хрусталик — сетчатка). Рассматривая объемный предмет или его фотографию, мы получаем на сетчатке глаза одинаковые «плоские» изображения. Мозг человека «привык» распознавать объемные предметы через их плоские изображения.

Но объемный объект и его фотография все же имеют существенные различия в отношении их восприятия зрением. Действительно, смещаясь относительно предмета, можно заглянуть за него и увидеть, как он выглядит сбоку, сзади и что за ним находится. Это убеждает наблюдателя в том, что перед ним расположен реальный предмет.

Смещение же относительно фотографии никаких дополнительных подробностей о предметах, изображенных на ней, не дает.

Так что обычная фотография есть весьма условное изображение объемного предмета. В этом изображении недостает значительной части той информации о предмете, которую можно получить при непосредственном рассматривании предмета.

Чем же вызвана эта потеря информации при фотографировании? Дело в том, что фотопластинка регистрирует только освещенность, т. е. амплитуду световых волн, отраженных от различных точек предмета. Чем ярче точка предмета, тем больше амплитуда вектора электрической напряженности, тем светлее изображение этой точки на позитиве. В то же время световая волна в этой точке пространства характеризуется не только амплитудой, но и фазой колебаний. А на почернение фотопластинки фаза колебаний не сказывается.

Можно сказать, что на фотопластинке не фиксируется форма волновой поверхности, представляющей собой поверхность равных фаз. А значит, фотография не несет никакой объективной информации о расстоянии до различных точек объемного объекта съемки. Ведь форма волновой поверхности, достигающей наблюдателя или фотопластинки, зависит именно от этих расстояний.

Если бы на фотопластинке удалось зафиксировать не только амплитуду световых волн, рассеянных предметом, но и их фазу, то при рассмотрении такой фотографии, рассеивающей свет точно так же, как и объект, наблюдатель не смог бы отличить ее от объекта.

Голография. Впервые более полную, чем в простой фотографии, регистрацию рассеянного предметом света удалось получить в 1948 году английскому физику Д. Г а б о р у. Он назвал предложенный им способ голографией (от греческого «голос» — целый, весь).

В чем же состоит голографический метод получения изображения? Для получения голограммы используются широкие пучки когерентного света. Способы получения таких пучков мы рассмотрим в следующей главе при знакомстве с устройством и принципом действия лазера. Один из путей получения голограммы заключается в следующем. Широкий пучок когерентного света разделяется на две части. Одна группа лучей достигает фотопластинки после отражения от объекта — сигнальный пучок, а другая достигает фотопластинки после отражения от плоского зеркала — опорный пучок (рис. 50).

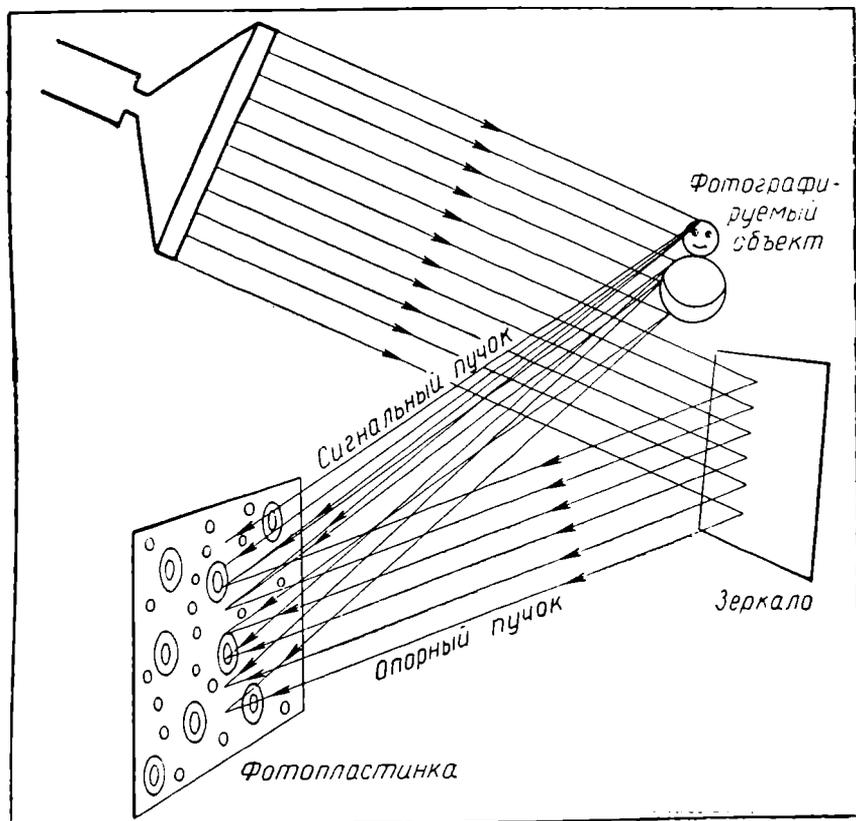


Рис. 50. Схема получения голограммы.

В результате наложения этих двух групп когерентных волн на фотопластинке образуется интерференционная картина. Фотография этой картины, полученная после обработки фотопластинки, называется голограммой.

Голограмма содержит информацию не только об амплитуде волн, как обычная фотография, но в ней заложены данные и об их фазе, т. е. о форме волновых поверхностей. Действительно, в тех местах фотопластинки, где фазы опорных и сигнальных волн совпадают, их амплитуды складываются, и результирующая освещенность в таких местах будет больше той, какую каждая из волн создает в отдельности. После позитивной обработки фотопластинка в таких местах будет более прозрачной, чем в тех местах, в которые обе волны прибывают со смещением по фазе.

Если для некоторых точек фазы волн окажутся противоположными, а их амплитуды одинаковыми, то после обработки эти точки будут черными, непрозрачными. Таким образом, явление интерференции, преобразуя фазовые соотношения между волнами в соотношения амплитуд, позволяет зафиксировать на фотопластинке фазовые соотношения между волнами в виде соответствующих изменений прозрачности. Прямая фотографическая регистрация фазовых соотношений волн невозможна, так как фотопластинка реагирует только на различие в освещенности, т. е. на различие в амплитудах приходящих колебаний.

Характерно, что в отличие от обычной фотографии при голографическом способе записи изображения не применяются ни линзы, ни другие устройства, формирующие изображение. Каждая точка объекта, отражая свет, посылает его на всю голограмму, и каждая точка голограммы получает свет от всего объекта.

Итак, голограмма предмета — это сложный интерференционный узор из неравномерно расположенных интерференционных полос, возникающих при взаимодействии сигнальной волны сложной формы с плоской опорной волной. Она содержит в себе полную информацию как об амплитудах, так и о фазах волн, отраженных от объекта.

Но голограмма не является фотографическим изображением объекта. Рассматривая ее, совершенно невозможно догадаться, что на ней изображено. Каким же способом можно извлечь из голограммы содержащуюся в ней оптическую информацию об объекте?

Процесс получения изображения с помощью голограммы называется восстановлением. Процесс восстановления голограммы предельно прост.

Направим на голограмму точно таким же способом, как при ее получении, опорный пучок когерентного света (рис. 51). Через нее пройдут только те участки опорной волны, которые находятся в фазе с сигнальной волной света, рассеянного объектом при получении голограммы. А участки опорной волны, отличающиеся по фазе от сигнальной волны объекта, будут поглощены (или отражены)

непрозрачными местами голограммы. Таким образом, при прохождении опорной волны сквозь голограмму из нее исключается все то, чего не было в сигнальной волне от объекта, и сохраняется все то, что в ней было. В результате воспроизводится точно такое же распределение фаз и амплитуд, какое было в сигнальном пучке, рассеянном объектом.

Все это происходит в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля. Опорный пучок, падая на голограмму, возбуждает в прозрачных ее местах колебания вторичных источников, амплитуды которых пропорциональны амплитудам сигнальных волн в этих точках и фазы их совпадают. По принципу Гюйгенса — Френеля вторичные источники создают в окружающем пространстве такую же картину волновых полей, какая была в сигнальном пучке от предмета.

Точное совпадение восстановленного волнового фронта с сигнальным (падавшим на фотопластинку во время изготовления голо-

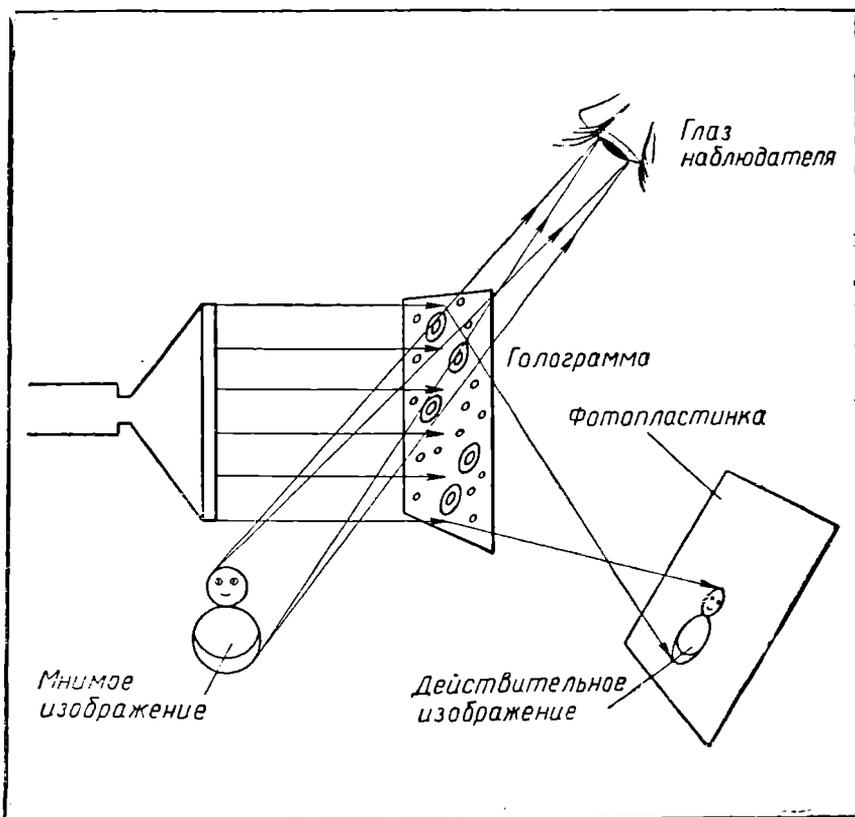


Рис. 51. Схема восстановления голограммы.



Ю. Н. Денисюк

граммы) приводит к тому, что воспринимаемое зрением изображение по внешнему виду неотличимо от предмета.

Голография с записью в трехмерной среде. В 1962 году советским физиком Ю. Н. Денисюком был предложен интересный и перспективный метод голографии с записью в трехмерной среде — толстослойной фотоэмульсии. За эту работу Ю. Н. Денисюк был удостоен в 1970 году Ленинской премии.

На рисунке I (см. цветную вклейку) изображен процесс записи трехмерной голограммы, или волновой фотографии. Предмет освещается монохроматическим когерентным источником. Свет, рассеянный объек-

том, интерферируя с основным пучком, образует в пространстве вокруг предмета стоячие волны. Если в области стоячих волн располагается слой прозрачной светочувствительной эмульсии, то после экспонирования и обработки этой эмульсии в местах образования пучностей стоячих волн, где фазы опорной и сигнальной волн совпадают, выделяется серебро. В эмульсии создаются серебряные слои — зеркала с поверхностью сложной конфигурации, в точности повторяющей конфигурацию расположения в пространстве пучностей стоячих волн. Это и есть трехмерная голограмма Ю. Н. Денисюка.

Трехмерная голограмма является своеобразным оптическим эквивалентом предмета. Действительно, если на эту голограмму направить опорный пучок от источника, для чего можно пользоваться даже обычным некогерентным источником света, то, отражаясь от зеркал голограммы, образовавшихся на месте поверхностей пучностей, свет изменит направление распространения. Причем на поверхностях зеркал, в местах интерференционных максимумов, направление распространения отраженных волн и распределение фаз будут такими же, как и у волн, отраженных объектом при экспонировании голограммы. Голограмма отражает свет точно так же, как и предмет. Поэтому наблюдателю будет казаться, что он видит реальный предмет, а не его голографическое изображение (рисунки II на цветной вклейке).

При освещении белым светом голограмма будет отражать только волны таких длин, которые падали на нее при записи и образовали систему зеркал, отстоящих друг от друга на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$. Волны

других длин голограмма не отразит, и они не примут участия в образовании изображения.

Если же при получении голограммы осветить предмет излучением от трех когерентных источников света с различными длинами волн, то изображение, восстановленное белым светом из полученной голограммы, будет таким же цветным, как и предмет. Черно-белая голограмма дает цветное изображение!

Голограмма — это материальная структура, отражающая свет так же, как и заснятый на ней объект. Поэтому голограмму называют иногда оптическим эквивалентом предмета. Именно оптическим, а не действительным. Например, если взять в качестве предмета вогнутое зеркало и получить его голограмму, то она будет отражать и фокусировать свет точно так же, как и вогнутое зеркало. То же самое и с голограммой детского мяча или яблока — они отражают свет точно так же, как мяч или яблоко.

Свойства и особенности голограмм. Применения голографии. Изображения, получаемые с помощью голограмм, обладают удивительными особенностями.

Часть обычной фотографии предмета, разумеется, содержит информацию только о части предмета. А если голограмму разделить на несколько кусков, то при просвечивании опорным пучком света каждый из них в отдельности дает ту же картину, что и целая голограмма. Это свойство голограммы обусловлено тем, что каждая ее точка при экспонировании подвергается действию света, рассеянного всеми точками предмета, и свет, отраженный каждой точкой предмета, освещает всю поверхность голограммы при экспонировании. Именно потому в каждом небольшом куске голограммы в закодированном виде хранится оптическая информация обо всем предмете.

Еще одна особенность голограммы состоит в том, что на одной фотопластинке можно поочередно записать несколько изображений различных предметов. Для этого после экспонирования одного предмета другой располагают в другом месте или просто меняют направление опорного пучка света. Каждое изображение восстанавливается без помех со стороны других изображений.

Еще Габор показал, что, применяя при восстановлении голограммы расходящийся пучок света, можно получить большое увеличение изображения предмета без помощи линзы. Он же предложил получать голограммы с помощью электронных пучков, а восстанавливать их видимым светом, так как методы получения оптического изображения и проще, и более разработаны. Уже сейчас получают голограммы с помощью рентгеновских лучей, а восстанавливают их в видимом свете. Голограммный метод позволяет снимать копии произведений искусства — картин, скульптур, — ничем не отличающиеся от оригинала. Как считает Ю. Н. Денисюк, один из создателей голографии, через 15—20 лет объемное кино и объемное телевидение на основе голографии станут реальностью.

Контрольные вопросы

1. Каковы недостатки обычного фотографического метода получения изображений!

2. Как получается голограмма!

3. Как восстановить голограмму!

4. Каково отличие голографического изображения от обычной фотографии!

§ 22. Примеры решения задач

Задача 1. Плоская поперечная волна задана уравнением

$$y = 2 \cdot 10^{-4} \sin(628t - 0,3x) \quad (м),$$

где y — смещение частицы в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны, x — расстояние в метрах вдоль оси, по которой распространяется волна.

Определите частоту колебаний ν , скорость распространения волны v , длину волны λ и амплитуду колебаний скорости каждой частицы u_0 .

Решение. Сравнивая заданное уравнение с уравнением волны, записанным в общем виде,

$$y = y_0 \sin\left(2\pi\nu t - \frac{2\pi\nu x}{v}\right),$$

получим:

$$y_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \quad 2\pi\nu t = 628 t, \quad \frac{2\pi\nu x}{v} = 0,3 x.$$

Из этих уравнений находим значения частоты колебаний и скорости распространения волны:

$$\nu = \frac{628}{2\pi} = 100 \text{ сек}^{-1}, \quad v = \frac{2\pi\nu}{0,3} = 2090 \frac{\text{м}}{\text{сек}}.$$

По этим значениям вычисляем

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{2090 \frac{\text{м}}{\text{сек}}}{100 \text{ сек}^{-1}} = 20,9 \text{ м}.$$

Скорость движения частиц, совершающих колебательное движение, равна производной от их смещения:

$$u = y' = y_0 2\pi\nu \cos\left(2\pi\nu t - \frac{2\pi\nu}{v} x\right).$$

Отсюда видно, что амплитудное значение скорости любой частицы выражается так:

$$u_0 = y_0 2\pi\nu.$$

Подставляя значения y_0 и ν , получаем:

$$u_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м} \cdot 628 \frac{1}{\text{сек}} = 0,1256 \frac{\text{м}}{\text{сек}}.$$

Задача 2. Сравните скорость v_1 распространения звука в воздухе летом при температуре $t_1^\circ = 20^\circ\text{C}$ и скорость распространения звука v_2 зимой при температуре $t_2^\circ = -20^\circ\text{C}$.

Решение. Скорость распространения звука в воздухе можно определить по формуле

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}},$$

где для воздуха $\gamma = 1,4$.

$$\text{Учитывая, что } \rho = \frac{\mu}{V_0},$$

получим:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p V_0}{\mu}}.$$

Но согласно уравнению Менделеева — Клапейрона

$$p V_0 = RT.$$

Поэтому

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}.$$

Из этой формулы видно, что скорость распространения звука в воздухе зависит только от температуры.

Искомое отношение скоростей звука находим так:

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} = \sqrt{\frac{293^\circ\text{K}}{253^\circ\text{K}}} \approx 1,08.$$

Задача 3. При определении скорости звука в воздухе было получено значение:

$$v_{зв} = 314 \frac{\text{м}}{\text{сек}}.$$

Определите значение средней квадратичной скорости молекул воздуха в условиях опыта.

Решение. Скорость звука в воздухе вероятнее всего должна быть одного порядка со средней скоростью молекул, так как изменение плотности воздуха передается в конечном счете движением молекул.

Величину средней квадратичной скорости молекул $\sqrt{\overline{v^2}}$ можно рассчитать по формуле

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}},$$

а скорость звука — по формуле

$$v_{зв} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}.$$

Приведенные формулы показывают, что обе скорости одинаковым образом зависят от температуры и молекулярной массы газа.

Проведя алгебраические преобразования, приходим к выражению

$$\sqrt{v^2} = v_{зв} \sqrt{\frac{3}{\gamma}}.$$

Подставляя значения $v_{зв}$ и γ , получаем:

$$\sqrt{v^2} = 314 \frac{м}{сек} \sqrt{\frac{3}{1,4}} = 460 \frac{м}{сек}.$$

Задача 4. Можно ли разрешить в спектре первого порядка две желтые линии натрия с длинами волн $\lambda_1 = 5,896 \cdot 10^{-7} м$, $\lambda_2 = 5,890 \cdot 10^{-7} м$ с помощью дифракционной решетки, имеющей $n = 100$ щелей на миллиметр?

Решение. Две линии можно различить, если главный максимум в дифракционной картине для одной длины волны совпадает с первым минимумом, находящимся вблизи главного максимума для другой длины волны.

Условия образования максимума первого порядка для света с длинами волн λ_1 и λ_2 имеют вид:

$$d \sin \varphi_1 = \lambda_1, \quad d \sin \varphi_2 = \lambda_2.$$

Так как для малых углов выполняется соотношение $\sin \varphi \approx \varphi$, то

$$\varphi_1 \approx \frac{\lambda_1}{d}, \quad \varphi_2 \approx \frac{\lambda_2}{d}.$$

Если общее число штрихов на решетке равно N , то первый минимум возникнет при изменении угла φ_2 на такую величину $\Delta\varphi_2$, при которой дополнительная разность ходов для света, идущего от нижнего края первой щели и от соответствующей точки щели n номером $\frac{N}{2}$, равна половине длины волны (рис. 52):

$$BC = \frac{\lambda_2}{2}.$$

При этом минимум возникает в результате интерференции света от каждой пары щелей, находящихся друг от друга на расстоянии в половину длины решетки $\frac{Nd}{2}$.

Чтобы максимум для света с длиной волны λ_1 совпал с минимумом для света с длиной волны λ_2 , находящимся вблизи главного максимума, должно выполняться соотношение

$$\varphi_1 = \varphi_2 + \Delta\varphi_2. \quad (22.1)$$

В треугольнике ABC

$$BC = AB \sin \Delta\varphi_2.$$

Так как угол $\Delta\varphi_2$ мал, то

$$\Delta\varphi_2 \approx \sin \Delta\varphi_2 = \frac{BC}{AB} \approx \frac{BC}{AD} = \frac{\frac{\lambda_2}{2}}{\frac{N}{2}d} = \frac{\lambda_2}{Nd}.$$

Подставляя в условие (22.1) выражения для углов φ_1 , φ_2 и $\Delta\varphi_2$, получим:

$$\frac{\lambda_1}{d} = \frac{\lambda_2}{d} + \frac{\lambda_2}{Nd}.$$

Отсюда

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda_2}{N},$$

или

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = N.$$

В общем виде полученное условие можно записать так:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = N. \quad (22.2)$$

Величину $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ называют разрешающей способностью дифрак-

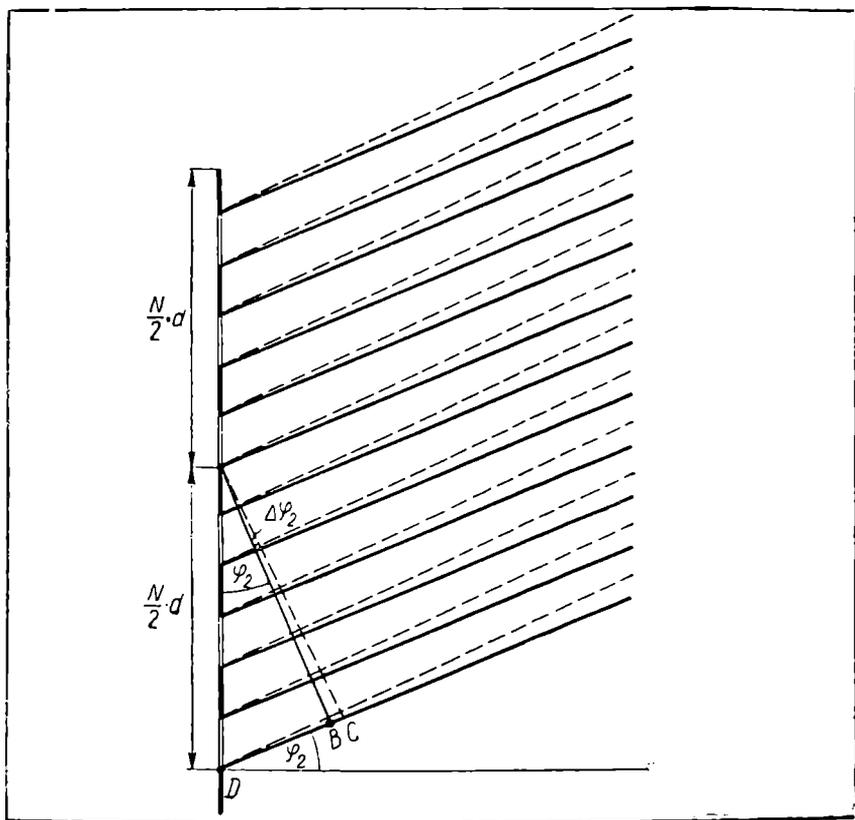


Рис. 52. К задаче 4.

ционной решетки. Отношение $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ показывает, на какую долю длины световой волны отличаются друг от друга две соседние спектральные линии, чтобы их можно было наблюдать раздельно в спектре первого порядка. Из выражения (22.2) следует, что разрешающая способность дифракционной решетки зависит только от общего числа щелей решетки. Но при заданных линейных размерах решетки ее разрешающая способность обратно пропорциональна постоянной решетки d :

$$N = \frac{l}{d}.$$

Подставляя в выражение (22.2) данные из условия задачи, получим:

$$N = \frac{5,890 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{6 \cdot 10^{-10} \text{ м}} = 982.$$

Следовательно для разрешения двух желтых линий в спектре натрия необходимо иметь дифракционную решетку, в которой не менее 982 щелей.

Зная, что решетка имеет 100 щелей на миллиметр, можно определить минимальную длину решетки, имеющую необходимую разрешающую способность:

$$l = \frac{N}{n} = \frac{982}{100 \text{ мм}^{-1}} = 9,82 \text{ мм}.$$

Упражнение 2

1. Плоская поперечная волна задана уравнением $y = 8 \cdot 10^{-4} \cos(314t - x)$, где y — выраженное в метрах смещение частицы в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны, x — число, выражающее расстояние в метрах вдоль линии распространения волны.

Определите частоту колебаний ν , скорость распространения v и длину волны λ . Запишите уравнение зависимости скорости частицы от времени t и расстояния x .

2. Определите скорость распространения звука в воздухе при температуре $t^\circ = 127^\circ \text{C}$.

3. Зависит ли скорость распространения звука в воздухе от давления, если температура воздуха неизменна!

4. Предложите способ, с помощью которого можно определить температуру разреженного газа.

5. В трубу органа вдувается воздух при температуре $t^0 = 17^\circ \text{C}$ и при этом труба издает звук с частотой $\nu_1 = 440$ гц. При какой температуре вдуваемого воздуха эта же труба будет издавать звук с частотой $\nu_2 = 466$ гц!

6. Реактивный самолет пролетел со скоростью в 2,5 раза превышающей скорость звука на высоте 5 км над наблюдателем. На каком расстоянии от наблюдателя был самолет, когда человек услышал звук!

7. Вычислите радиусы первых двух зон Френеля на расстоянии $a = 2$ м от точечного источника света с длиной волны $\lambda = 4,9 \cdot 10^{-7}$ м.

Расстояние от источника света до наблюдателя $l = 4$ м.

8. На расстоянии $a = 1$ м от точечного источника света с длиной волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м расположена диафрагма с круглым отверстием.

При каком радиусе r_1 отверстия центральная часть дифракционной картины на расстоянии $b = 2$ м от отверстия будет наиболее светлая и при каком радиусе r_2 наиболее темная!

9. На каком минимальном расстоянии l от наблюдателя должна находиться автомашина, чтобы две включенные фары машины он видел как точечный источник света!

Расстояние между фарами $s=1,2$ м, а диаметр зрачка в ночное время $D=5$ мм. Эффективную длину волны света, испускаемого фарами, считать равной $\lambda=5,5 \cdot 10^{-7}$ м.

10. На каком угловом расстоянии φ возникнут максимумы интенсивности света при расстоянии между щелями d меньше длины волны λ !

11. Как можно оптическим путем измерить ширину щели!

12. Предложите оптический метод измерения толщины волоса.

13. Сколько длин желтого света с длиной волны $\lambda=5,7 \cdot 10^{-7}$ м уложится в цуге световых волн, излучаемых отдельным атомом!

Считать, что время τ излучения света отдельным атомом равно 10^{-8} сек.

ЛИТЕРАТУРА ДЛЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЧТЕНИЯ

1. Белонучкин В. Е., Козел С. М. Оптический телескоп. «Квант», 1972, № 4.
2. Вавилов С. И. Собр. соч., т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1956.
3. Денисюк Ю. Н. Голография. «Наука и человечество». М., «Знание», 1973.
4. Кок У. Лазеры и голография. М., «Мир», 1971.
5. Кок У. Звуковые и световые волны. М., «Мир», 1966.
6. Косоуров А. Г. Волны в мелкой тарелке. «Квант», 1971, № 1.
7. Косоуров Г. И. Шарик вместо линзы. «Квант», 1970, № 9.
8. Красильников В. А. Звуковые и ультразвуковые волны. М., Физматгиз, 1960.
9. Липсон Г. Великие эксперименты в физике. М., «Мир», 1972.
10. Майер В. В. Отверстие — линза. «Квант», 1972, № 8.
11. Марленский А. Д. Возможности оптических телескопов. «Квант», 1972, № 8.
12. Михаэлян А. А. Голография. М., «Знание», 1968.
13. Мякишев Г. Я. Принцип Ферма и законы геометрической оптики. «Квант», 1970, № 11.
14. Орир Дж. Популярная физика. М., «Мир», 1969.
15. Островский Ю. И. Голография. Л., «Наука», 1970.
16. Пухначев Ю. В. Загадки звучащего металла. М., «Наука», 1974.
17. Роджерс Э. Физика для любознательных, т. 3. М., «Мир», 1971.
18. Стонг К. Исследование волн на поверхности воды. «Квант», 1972, № 5.
19. Творцы физической оптики. Сборник статей. Сост. Франкфурт У. И. «Наука», 1973.
20. Толанский С. Революция в оптике. М., «Мир», 1971.
21. Фабрикант В. А. Парадокс С. И. Вавилова. «Квант», 1971, № 2.
22. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, т. 3. М., «Мир», 1965.
23. Фриш С. Э. Проблемы волновой оптики. М., «Знание», 1973.
24. Фриш С. Э. Современная оптика. М., «Знание», 1968.
25. Юнг Т. Экспериментальная демонстрация интерференции света. «Квант», 1973, № 9.
26. Яворский Б. М., Пинский А. А. Основы физики, т. 2. М., «Наука», 1972.

§ 23. Законы излучения абсолютно черного тела

Электромагнитная природа света. Изучение явлений дифракции, интерференции и поляризации света привело к утверждению волновой теории света, согласно которой свет представляет собой процесс распространения колебаний в какой-то среде, заполняющей всю Вселенную. Эту среду называли мировым эфиром. Экспериментально реальность существования мирового эфира ни одним из физиков не была доказана, а свойства, которыми он должен обладать, оказались довольно необычными и противоречивыми.

В 1864 году Дж. Максвелл после знакомства с результатами экспериментов М. Фарадея изложил законы электромагнетизма в строгой математической форме. Он пришел к выводу, что при движении электрических зарядов с ускорением в окружающем пространстве должны возникать электромагнитные волны и распространяться от источника со скоростью, равной скорости света. Совпадение вычисленной скорости электромагнитных волн с экспериментально полученным значением скорости света позволило Максвеллу высказать предположение, что свет представляет собой электромагнитные волны.

Гипотеза Максвелла о существовании электромагнитных волн была экспериментально подтверждена в 1888 году Генрихом Герцем. Специальные опыты подтвердили также справедливость гипотезы Максвелла об электромагнитной природе света.

Световые волны отличаются от радиоволн лишь длиной волны.

Поскольку излучение радиоволн обусловлено колебательным движением электронов в антенне радиопередатчика и частота радиоволны равна частоте колебаний электронов в антенне, можно было предположить, что излучение видимого света нагретыми телами также обусловлено колебательными движениями электронов, только с частотами гораздо более высокими.

Проверка правильности теории, объясняющей механизм излучения электромагнитных волн нагретыми телами, могла быть выполнена путем сопоставления теоретически предсказываемого за-

кона распределения энергии в спектре излучения с наблюдаемым экспериментально.

Законы излучения черного тела. Для теоретического рассмотрения наибольший интерес представляют нагретые тела, свойства которых близки к свойствам «абсолютно черного тела», т. е. тела, полностью поглощающие падающее на них электромагнитное излучение с любой длиной волны. Моделью черного тела может служить полый сосуд произвольной формы, например цилиндрический, с отверстием в стенке столь малых размеров, что луч света, проникший в этот сосуд через отверстие, практически полностью поглощается при многократных отражениях от его стенок и не может выйти наружу (рисунок 53).

Экспериментально было установлено, что при нагревании стенок такого абсолютно черного тела интенсивность и спектральный состав электромагнитного излучения, исходящего из отверстия, совершенно не зависят от того, из каких материалов изготовлены стенки сосуда, и определяются только их температурой.

Для выяснения общих законов теплового излучения нагретых тел физики сосредоточили свои усилия в первую очередь на изучении законов излучения абсолютно черного тела. Физик И. С т е ф а н экспериментально установил, что полная энергия E , излучаемая за одну секунду единицей поверхности абсолютно черного тела, пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры T :

$$E = \sigma T^4. \quad (23.1)$$

К такому же выводу пришел теоретически Л. Б о л ь ц м а н.

Если энергию излучения абсолютно черного тела выражать в джоулях, а площадь поверхности — в квадратных метрах, постоянная σ в законе Стефана — Больцмана равна

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{град}^{-4} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Закон Стефана — Больцмана позволяет определить температуру нагретого тела путем измерения полной энергии, излучаемой нагретым телом в единицу времени, или, наоборот, вычислять энергию излучения черного тела по известной температуре.

Наибольшую трудность для теоретической физики конца XIX века представила задача объяснения распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела. Экспериментально было установлено, что нагретое черное тело излучает электромагнитные волны всевозможных частот.

Пример экспериментально полученных кривых распределения энергии в спектре излучения черного тела представлен на

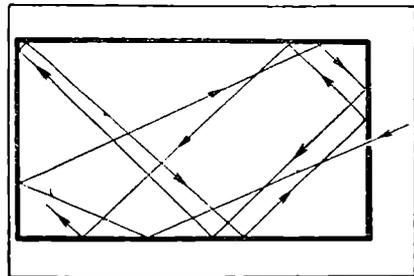


Рис. 53. Модель абсолютно черного тела.

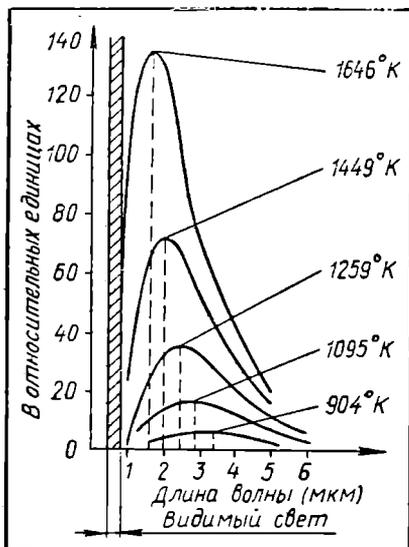


Рис. 54. Распределение энергии в спектре черного тела.

жил, что при изменении температуры длина волны, на которую приходится максимум излучения, убывает обратно пропорционально абсолютной температуре:

$$\lambda_{\text{макс}} T = \text{const.} \quad (23.2)$$

Это соотношение получило название закона смещения Вина. Используя законы термодинамики, Вин получил следующий закон распределения энергии в спектре черного тела:

$$\frac{\Delta u_\nu}{\Delta \nu} = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad (23.3)$$

где F — некоторая функция, зависящая только от отношения частоты ν к температуре T . Оказалось, что, подбирая вид этой функции, можно добиться хорошего совпадения формулы (23.3) с экспериментальными результатами лишь в области больших частот; получить же при этом хорошего согласия с данными эксперимента в области малых частот не удавалось (рис. 55).

Попытка более строгого теоретического вывода закона распределения энергии в спектре черного тела была сделана английским физиком Д. Рэ л е м. Рэлей исходил из предположения, что внутри каждого атома имеются электроны, способные под действием падающей световой электромагнитной волны приходить в колебательное движение. Колебания же электронов, в свою очередь, должны сопровождаться излучением новых электромагнитных волн, которые поглощаются другими атомами и т. д.

рисунке 54. По оси абсцисс отложены длины волн, по оси ординат — интенсивность электромагнитного излучения черного тела (в относительных единицах). Как видно из рисунка, при каждом заданном значении температуры T интенсивность излучения черного тела максимальна при некотором определенном значении длины волны $\lambda_{\text{макс}}$. При удалении от этого значения длины волны как в область более длинных волн, так и в область более коротких интенсивность электромагнитного излучения плавно убывает.

Различным значениям температуры соответствуют разные величины длин волн, на которых интенсивность излучения черного тела максимальна. Немецкий физик В. В и н обнаружил,

Как показал Рэлей, распределение энергии в спектре электромагнитного излучения черного тела при условии равенства поглощаемой и излучаемой энергии будет определяться формулой

$$\frac{\Delta u_\nu}{\Delta \nu} = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 kT, \quad (23.4)$$

известной как закон Рэля — Джинса.

Замечательная особенность этого закона заключается в том, что равновесие между процессами излучения и поглощения электромагнитных волн зависит только от температуры. Заряд, масса и другие параметры частиц, совершающих колебания, в формулу закона Рэля — Джинса не входят.

Закон Рэля — Джинса приводил к хорошему согласию с опытом в области малых частот (рис. 55). Но по этому закону интенсивность излучения должна возрастать пропорционально квадрату частоты. Это значит, что в тепловом излучении должно быть много ультрафиолетовых и рентгеновских лучей, чего на самом деле не наблюдается. Если бы закон Рэля — Джинса выполнялся во всем диапазоне частот, то полная (просуммированная по всем частотам) энергия излучения абсолютно черного тела была бы бесконечно большой.

Эти затруднения в согласовании теории с результатами эксперимента (особенно для излучения высоких частот) получили название «ультрафиолетовой катастрофы».

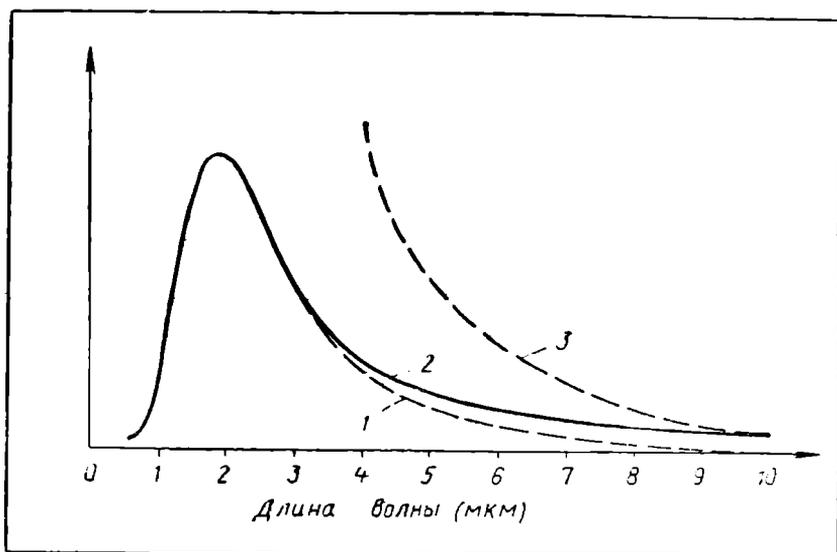


Рис. 55. Кривые распределения энергии в спектре черного тела: 1 — кривая Вина; 2 — экспериментальная кривая; 3 — кривая Рэля — Джинса.

§ 24. Гипотеза Планка



Макс Планк

Стремясь преодолеть затруднения классической теории при объяснении излучения черного тела, Макс Планк в 1900 году высказал гипотезу, которая положила начало подлинной революции в теоретической физике. Смысл этой гипотезы заключается в том, что запас энергии колебательной системы, какой является атом с входящими в его состав электронами, не может принимать любые значения. Энергия U колебательно-го движения в атоме обязательно должна быть равна целому кратному некоторого определенного количества энергии.

Величина минимального количества энергии, которое атом может поглотить или излучить, называется квантом энергии.

Если обозначить энергию одного кванта через ϵ , то ряд значений энергии, которыми может обладать атом, запишется следующим образом:

$$u = \epsilon, 2\epsilon, 3\epsilon, \dots, n\epsilon, \dots \quad (24.1)$$

Из закона распределения энергии (23.3) Планк нашел, что энергия кванта должна быть пропорциональна частоте колебаний:

$$\epsilon = h\nu. \quad (24.2)$$

Коэффициент пропорциональности h в этом выражении носит название постоянной Планка. В системе СИ постоянная Планка равна $6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж · сек.

Исходя из этой новой идеи Планк получил для распределения энергии в спектре абсолютно черного тела следующую формулу:

$$\frac{\Delta u_\nu}{\Delta \nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{\epsilon}{e^{\frac{\epsilon}{kT}} - 1} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (24.3)$$

Этот закон хорошо согласуется с экспериментальными данными. «Ультрафиолетовая катастрофа» снимается, потому что при росте частоты интенсивности излучения стремится к нулю, а не к бесконечности (экспонента $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ растет значительно быстрее, чем ν^3). Хорошее согласие теоретически полученного закона (24.3) с экспе-

риментом было основательным подтверждением квантовой гипотезы Планка, согласно которой поглощение и излучение энергии атомами происходит не непрерывным потоком, а отдельными порциями, квантами.

§ 25. Фотон

Фотоэлектрический эффект. Так как свет излучается атомами, вопрос о природе света и механизме его излучения оказывается самым тесным образом связанным с проблемой строения атома. После открытия Г. Герцем электромагнитных волн отпали сомнения в правильности теории Максвелла, согласно которой свет есть свободное электромагнитное поле высокой частоты. Электромагнитная теория света строго и последовательно объяснила все оптические явления, которые были известны к концу XIX века—отражение и преломление света на границе двух сред, дисперсию света, явления интерференции, дифракции и поляризации света, двойное лучепреломление и т. д. Однако объяснить на основе электромагнитной теории света основные законы фотоэффекта, открытые в конце XIX века, не удалось.

В то время уже было известно, что атом любого химического элемента содержит в себе положительный электрический заряд, каким-то образом связанный с основной частью массы атома, и отрицательно заряженные электроны, обладающие массой, примерно в 2000 раз меньшей массы самого легкого из атомов — атома водорода. Падение света на любое вещество должно приводить согласно электромагнитной теории к возникновению вынужденных колебаний разноименных электрических зарядов, входящих в состав атомов вещества, относительно их общего центра масс. В первом приближении можно считать, что колеблются под действием переменного электромагнитного поля (света) лишь более легкие частицы — электроны, и частота их вынужденных колебаний равна частоте колебаний в падающей световой волне. Причем под действием света, падающего, например, на поверхность твердого тела, должны приходиться в вынужденные колебания одновременно все электроны в слое вещества такой толщины, на какую проникает в него электромагнитная (световая) волна. Когда амплитуда вынужденных колебаний электрона достигает некоторого предельного значения, электрон может преодолеть кулоновские силы притяжения между ним и положительно заряженной частью атома, которому он принадлежит, а также силы притяжения, действующие на него со стороны положительных зарядов остальных атомов твердого тела, и вылететь с поверхности тела. Это может произойти лишь после того, как он получит от электромагнитного поля достаточное количество энергии. Так можно объяснить явление фотоэффекта, исходя из волновой электромагнитной теории света.

Затруднения волновой теории в объяснении фотоэффекта. Произведем оценку длительности интервала времени, за который

электрон в твердом теле может приобрести энергию вынужденных колебаний, достаточную для того, чтобы он вылетел с поверхности тела.

Количество энергии E , получаемое от светового потока одним электроном в единицу времени, будет определяться выражением

$$E = \frac{\Phi}{ndS},$$

где Φ — световой поток, падающий на участок поверхности с площадью S , n — число электронов в единице объема твердого тела, d — толщина слоя вещества, в котором отдают свою энергию падающие световые волны.

Для освобождения с поверхности твердого тела электрон должен обладать кинетической энергией, превышающей величину работы выхода для данного вещества A , т. е. работы, которую необходимо совершить для разрыва связей электрона с его собственным атомом и всей совокупностью остальных атомов твердого тела. Величина работы выхода электронов с поверхности твердого тела может быть определена, например, в экспериментах по изучению явления термоэлектронной эмиссии. Для металлов значения работы выхода лежат в пределах от 1,8 эв (для цезия) до 5,3 эв (для платины).

Интервал времени τ , в течение которого электрон может накопить энергию, необходимую для своего освобождения, можно определить, разделив величину работы выхода A на величину энергии E , приобретаемой электроном в единицу времени от электромагнитного поля световой волны:

$$\tau = \frac{A}{E} = \frac{AndS}{\Phi}.$$

Таким образом, согласно волновой электромагнитной теории света фотоэлектрический эффект может наблюдаться, но вылет электронов с освещенной поверхности должен происходить не в момент попадания света на поверхность твердого тела, а лишь некоторое время τ спустя после начала действия света.

Пусть $\Phi = 10^{-3}$ дж · сзк⁻¹ (что примерно в 10⁵ раз превосходит величину минимального светового потока, регистрируемого современными фотоэлементами), $S = 1$ м², а $A = 4$ эв $\approx 6,4 \cdot 10^{-19}$ дж. Число электронов в 1 м³ вещества примем равным числу атомов в этом объеме: $n \approx 3 \cdot 10^{28}$ м⁻³. Толщину слоя вещества, в котором свет отдает свою энергию электронам, будем считать соизмеримой с длиной волны видимого света: $d \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м. Тогда получим:

$$\tau = \frac{AndS}{\Phi} = \frac{6,4 \cdot 10^{-19} \text{ дж} \cdot 3 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{10^{-3} \text{ дж м}^{-2} \text{ сек}^{-1}} \approx 10^7 \text{ сек} \approx 116 \text{ сут.}$$

Даже если принять, что электромагнитная световая волна полностью отдает свою энергию на возбуждение вынужденных коле-

баний электронов, расположенных лишь непосредственно на поверхности твердого тела, т. е. принять толщину слоя d равной поперечнику атома $d \approx 5 \cdot 10^{-10}$ м, то и в этом случае

$$\tau \approx 10^4 \text{ сек} \approx 3 \text{ ч.}$$

В действительности же запаздывания возникновения фотоэлектрического тока хотя бы на миллионные доли секунды после момента начала освещения в экспериментах не наблюдается. Уже из этого несоответствия можно прийти к выводу, что электромагнитная теория света не способна объяснить явление фотоэффекта и, следовательно, что представления о свете как непрерывном электромагнитном волновом процессе нельзя считать полностью соответствующими действительной природе света.

Открытие основных законов фотоэффекта подтвердило справедливость такого вывода. Согласно волновой теории кинетическая энергия вырываемых из фотокатода электронов должна возрастать с увеличением амплитуды вынуждающих электромагнитных колебаний, т. е. с увеличением интенсивности света. Но экспериментами было установлено, что начальная скорость фотоэлектронов совершенно не зависит от интенсивности света.

Сила фототока в цепи при прочих постоянных условиях пропорциональна потоку световой энергии, падающему на фотокатод. Фотоэффект наблюдается лишь при условии, что длина волны света меньше некоторого предельного значения λ_0 , характерного для данного типа катода («красная граница фотоэффекта»).

Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов E_k линейно возрастает с увеличением частоты света, вызывающего фотоэффект:

$$E_k = a + bv.$$

Фотоны. Объяснение основных законов фотоэффекта было дано Альбертом Эйнштейном в 1905 году. Гипотезу Планка об излучении и поглощении света атомами в виде отдельных порций — квантов — с энергией, пропорциональной частоте света, А. Эйнштейн дополнил предположением о дискретности, локализации этих квантов в пространстве. В своей статье «Об одной эвристической точке зрения, касающейся излучения и поглощения света» он писал, что законы фотоэффекта и излучения черного тела «сделаются более понятными, если предположить, что энергия света распределена в пространстве не непрерывно. С точки зрения принятого здесь предположения при распространении вышедшего из какой-либо точки луча света энергия не непрерывно распространяется во все более и более возрастающем пространстве, но состоит из конечного числа локализованных в точках пространства квантов энергии, которые движутся без того, чтобы делиться на части, и могут испускаться и поглощаться только как целое».

Согласно квантовым представлениям свет — это поток особых частиц, фотонов. Энергия каждого фотона определяется формулой

$$\varepsilon = h\nu.$$

Поскольку каждый фотон может излучаться или поглощаться лишь как целое, явление фотоэффекта получает в фотонной теории света простое объяснение: поглощая один фотон, электрон внутри фотокатода увеличивает свою энергию на величину энергии фотона $h\nu$.

При $h\nu > A$ электрон может покинуть фотокатод. Если на пути к поверхности фотокатода этот электрон не растратит часть полученной от фотона энергии во взаимодействиях с электронами других атомов, то он выйдет из фотокатода с кинетической энергией:

$$E_k = h\nu - A. \quad (25.1)$$

Это соотношение называется уравнением Эйнштейна. Таким образом, фотонная теория света предсказывает наблюдаемую экспериментально пропорциональность максимальной кинетической энергии фотоэлектронов частоте света, вызывающего фотоэффект.

«Красная граница фотоэффекта» в фотонной теории определяется из уравнения Эйнштейна условием равенства энергии фотона $h\nu_0$ работе выхода электронов из фотокатода A :

$$h\nu_0 = A, \quad \nu_0 = \frac{A}{h}, \quad \lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{hc}{A}. \quad (25.2)$$

Становится понятным и отсутствие запаздывания возникновения фототока после начала освещения: фотон, достигший фотокатода, практически мгновенно может освободить из него один электрон. Пропорциональность фототока интенсивности светового потока в фотонной теории просто очевидна.

Эффект Комптона. Существование фотонов доказывается также явлением, обнаруженным в 1922 году американским физиком А. К о м п т о н о м при исследовании законов рассеяния рентгеновских лучей.

Комптон установил, что при прохождении пучка рентгеновских лучей через слой вещества возникает рассеянное рентгеновское излучение с частотой ν' , меньшей частоты ν первичного пучка.

Согласно волновой теории механизм рассеяния рентгеновского излучения объясняется возникновением вторичных электромагнитных волн в результате вынужденных колебаний электронов в атомах вещества под действием переменного электрического поля первичного пучка; при этом частота рассеянного рентгеновского излучения должна совпадать с частотой первичного излучения. Наблюдаемое же различие частот первичного и рассеянного излучений на основе волновой теории объяснить не представляется возможным.

Если же считать пучок рентгеновских лучей состоящим из отдельных частиц — фотонов, летящих со скоростью света и способных испытывать столкновения с другими частицами, то следу-

ет допустить возможность обмена с ними энергией и импульсом. Тогда результаты опытов Комптона легко объяснить. Рентгеновский фотон с частотой ν обладает энергией

$$\varepsilon = h\nu, \quad (25.3)$$

массой

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (25.4)$$

и импульсом

$$p = mc = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (25.5)$$

При столкновении фотона с электроном, находящимся в покое, происходит передача части энергии и импульса фотона этому электрону. Уменьшение энергии фотона в результате столкновения приводит согласно выражению (25.3) к уменьшению его частоты (рис. 56).

Изменение частоты фотона при рассеянии его на электроне под некоторым углом φ к направлению его первоначального движения может быть найдено путем совместного решения двух уравнений, представляющих собой запись законов сохранения энергии и импульса для системы фотон — электрон:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (25.6)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + m\vec{v}. \quad (25.7)$$

В этих уравнениях m_0c^2 есть полная энергия неподвижного электрона, mc^2 — полная энергия электрона после столкновения с фотоном, $h\nu$ — энергия первичного фотона, $h\nu'$ — энергия фотона, после столкновения с электроном (рассеянного фотона), $\frac{h\nu}{c}$ и $\frac{h\nu'}{c}$ — импульсы фотона до и после столкновения, $m\vec{v}$ — импульс электрона после столкновения с фотоном.

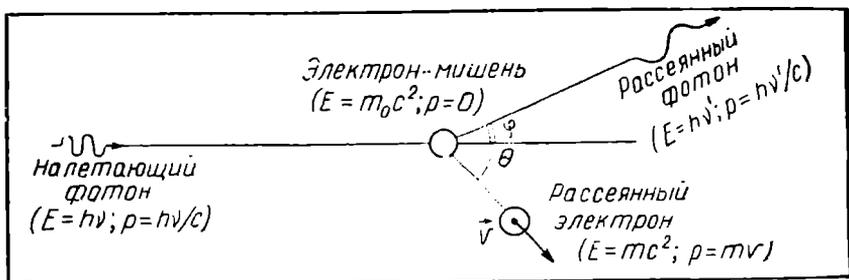


Рис. 56. Комptonовское рассеяние фотона.

Вычисления, выполненные на основе представлений о фотонах как о частицах, способных испытывать столкновения с электронами и другими частицами по законам релятивистской механики, дают результаты, прекрасно согласующиеся с данными эксперимента.

Справедливость этих представлений о механизме эффекта Комптона подтверждается еще и тем, что, как показывает опыт, каждому фотону, испытывавшему рассеяние на угол φ , сопутствует появление электрона, движущегося именно с такой скоростью v и под таким углом Θ к направлению первичного пучка фотонов, какие получаются при решении уравнений (25.6) и (25.7).

Решение этих уравнений дает следующее выражение для изменения длины волны при рассеянии фотонов на электронах:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \varphi). \quad (25.8)$$

Величина $\frac{h}{m_0c}$ называется комptonовской длиной волны рассеивающей частицы. Для электрона

$$\frac{h}{m_0c} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ м.}$$

Из выражения (25.8) следует, что максимальное увеличение длины волны фотона при комptonовском рассеянии равно удвоенному значению комptonовской длины волны (при $\varphi = 180^\circ$).

К сказанному о фотонах как частицах следует, однако, добавить, что они обладают рядом свойств, существенно отличных от свойств частиц вещества. Фотоны не обладают массой покоя и ни при каких условиях не изменяется скорость их движения.

Опыт Боте. Еще один замечательный опыт, доказывающий корпускулярную природу света, был поставлен немецким физиком Б о т е. Опыт заключался в регистрации с помощью двух счетчиков Гейгера — Мюллера Z_1 и Z_2 рентгеновского излучения, возбуждаемого в медной фольге F (рис. 57).

Если рентгеновское излучение распространяется волнами, то одна и та же сферическая волна должна проходить одновременно через два счетчика, поэтому и одновременно должны возникать в них импульсы.

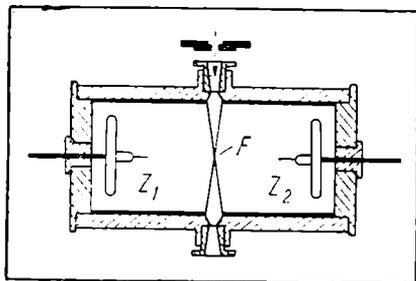


Рис. 57. Схема опыта Боте.

Если же рентгеновское излучение представляет собой поток фотонов, каждый из которых испускается независимо от других и может быть зарегистрирован лишь одним из двух счетчиков, то одновременная регистрация двух фотонов, попавших в счетчики Z_1 и Z_2 в один и тот же момент времени, долж-

на быть случайным и очень редким событием. Число совпадений, зарегистрированных в опыте Боте, не превышало ожидавшегося числа случайных совпадений и было значительно меньше числа совпадений, которые должны были получаться согласно волновой теории.

Контрольные вопросы

1. Какие закономерности явления фотоэффекта невозможно объяснить на основе волновой теории света?

2. Объясните, почему из волновой теории следует запаздывание фотоэффекта!

3. Одинакова ли кинетическая энергия электронов, освобождаемых из металла под действием фотонов одинаковой частоты!

4. Можно ли наблюдать явление комптоновского рассеяния фотонов видимого света!

5. Можно ли выполнить опыт Боте, используя в качестве источника фотонов лампочку карманного фонарика и счетчики фотонов видимого света!

§ 26. Кванты и атомы

Линейчатые спектры и строение атомов. После того как опытами Резерфорда ядерная структура атомов была доказана с полной определенностью, встала на очередь задача теоретического объяснения известных физических и химических свойств атомов различных элементов на основе использования фундаментальных физических законов и известных сведений о внутреннем устройстве атомов. В начале XX века среди большого числа нерешенных проблем физики атома одной из наиболее важных была проблема объяснения оптических спектров атомов. Рассмотрим существо этой проблемы.

Исследования показали, что спектры излучения одного и того же вещества в твердом и газообразном состоянии существенно отличаются друг от друга. В твердом (или жидком) состоянии любое вещество, нагретое до высокой температуры, излучает свет всевозможных частот, и спектр его излучения является сплошным (рис. 54).

В газообразном состоянии то же вещество может излучать свет с совершенно другим спектром, называемым линейчатым. Пример распределения энергии в линейчатом спектре представлен на рисунке 58.

Тот факт, что линейчатый спектр является своеобразным «паспортом», позволяющим безошибочно определить любой химический элемент, с полной определенностью свидетельствует о том, что у всех атомов одного и того же химического элемента электронные оболочки имеют совершенно одинаковое строение; но электронные оболочки атомов разных химических элементов обязательно чем-то отличаются друг от друга. Теория атома должна была определить положение каждой спектральной линии в спектрах всех элементов таблицы Д. И. Менделеева.

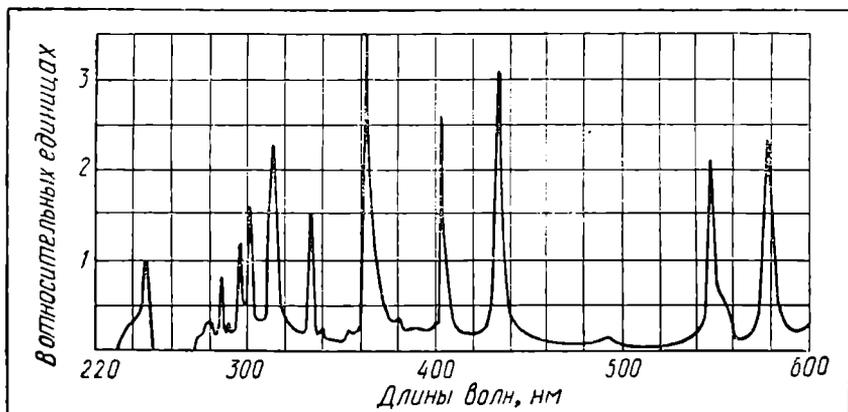


Рис. 58. Распределение энергии в спектре ртути.

Спектр атома водорода. В том, что задача объяснения происхождения линейчатых спектров может иметь теоретическое решение, убеждало существование сравнительно простых закономерностей распределения линий в спектрах, установленных экспериментальным путем. В спектре водорода, например, частоты всех наблюдаемых спектральных линий могут быть определены из одной формулы:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (26.1)$$

где k и n — целые числа ($k > n$). Величина R является постоянным коэффициентом:

$$R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}. \quad (26.2)$$

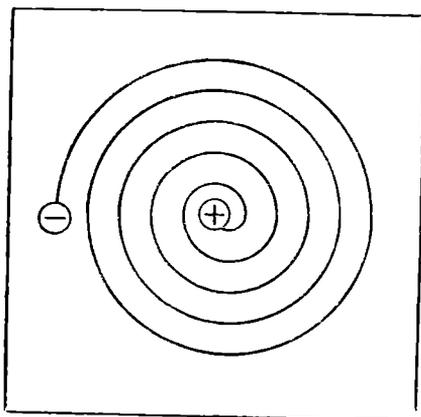


Рис. 59. Согласно законам классической физики электрон должен упасть на ядро атома.

Затруднения классической физики в объяснении свойств атома. Задача объяснения происхождения линейчатых спектров атомов оказалась для классической физики неразрешимой, так как согласно ее законам само существование атомов, состоящих из положительно заряженных ядер и обращающихся вокруг них электронов, невозможно. Действительно, движение электрона по окружности вокруг ядра является ускоренным движением. Согласно классической теории электромагнетизма электрон при движении по своей орбите вокруг ядра должен излучать электромагнит-

ные волны. Но это должно приводить к уменьшению энергии электрона, постепенному его приближению к атомному ядру и, наконец, падению на ядро. Атом, состоящий из атомного ядра и обращающихся вокруг него электронов, согласно законам классической физики неустойчив. Он может существовать лишь очень короткое время, за которое электроны израсходуют всю свою энергию на излучение и упадут на ядро (рис. 59).

Но в действительности атомы устойчивы и в обычных условиях не излучают света.

Квантовые постулаты Бора. Противоречия между теорией и результатами эксперимента в физике атома были устранены в 1913 году датским физиком Нильсом Бором. Он заложил основы новой теории, развитие которой завершилось возникновением квантовой механики.

Создание своей теории строения атома Бор начал с обобщения известных экспериментальных данных о свойствах атомов, полученных на основе изучения их линейчатых спектров. Свои выводы он сформулировал в виде двух постулатов, содержание которых можно упрощенно изложить следующим образом:

1. Атом или атомная система может находиться лишь в состояниях, которым соответствует определенный дискретный ряд значений энергии E_1, E_2, E_3, \dots . Эти состояния называются стационарными состояниями. Находясь в стационарном состоянии, атом не излучает энергию и не поглощает ее.

2. При переходе из одного стационарного состояния в другое атом поглощает (рис. 60) или излучает (рис. 61) энергию, равную разности энергий стационарных состояний:

$$\Delta E = E_k - E_n$$

Таким образом, излучение света может происходить при переходе атома из стационарного состояния с большим запасом энергии E_k в состояние с меньшим запасом энергии E_n . Частота ν излучаемого при этом фотона может быть найдена из соотношения

$$h\nu = E_k - E_n. \quad (26.3)$$

Постулаты Бора дают качественное объяснение происхождению линейчатых спектров излучения и поглощения, связывая их суще-



Нильс Бор

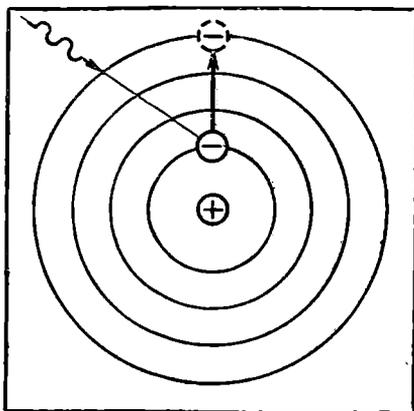


Рис. 60. Схема перехода атома из основного стационарного состояния в возбужденное.

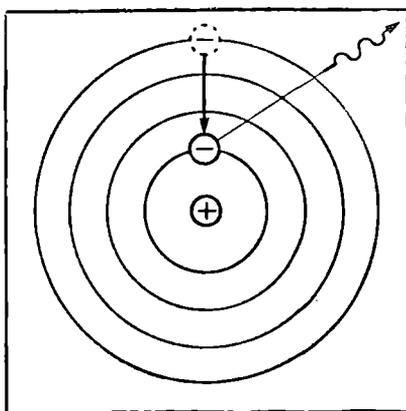


Рис. 61. Схема перехода атома из возбужденного стационарного состояния в основное.

ствозание с наличием дискретного ряда энергетических состояний атомов. Переходы атомов из состояний с бóльшим запасом энергии в состояние с меньшим запасом энергии сопровождается излучением света. Поглощение же атомом фотона света может перевести его из стационарного состояния с меньшим запасом энергии в стационарное состояние с большим запасом энергии.

Если бы содержание теории Бора сводилось только к такому объяснению, то эта теория по существу лишь заменила бы загадку закономерностей распределения линий в спектре элементов загадкой распределения стационарных энергетических состояний атомов. В действительности же теория Бора разрешила загадку распределения линий в атомных спектрах, так как дала способ расчета запаса энергии атомов в стационарных состояниях.

Расчет спектра водорода. Атом водорода состоит из одного протона с положительным элементарным зарядом $+e$ и обращающегося вокруг него электрона с отрицательным зарядом $-e$.

Потенциальная энергия электростатического взаимодействия электрона и протона на расстоянии r определяется формулой

$$E_{\text{п}} = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (26.4)$$

Если электрон обращается вокруг протона по круговой орбите радиусом r со скоростью v , то он обладает кинетической энергией

$$E_{\text{к}} = \frac{mv^2}{2}. \quad (26.5)$$

Полная энергия атома водорода равна:

$$E = E_{\text{к}} + E_{\text{п}} = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (26.6)$$

Так как силой, удерживающей электрон на круговой орбите, является сила его электростатического взаимодействия с протоном, можно записать следующее равенство:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (26.7)$$

Отсюда

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (26.8)$$

Учитывая это, можно формулу (26.6) записать так:

$$E = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (26.9)$$

Так как спектр водорода линейчатый, то из теории Бора следует, что атом водорода может находиться лишь в определенных стационарных состояниях с дискретным набором энергий E_1, E_2, E_3, \dots . Если электрон в атоме водорода движется по круговым орбитам, то каждому из стационарных энергетических состояний соответствует своя разрешенная орбита, радиус которой можно определить из выражения (26.9)

$$r_n = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 E_n}. \quad (26.10)$$

Переходам атома из одного стационарного состояния в другое соответствуют перескоки электрона с одной разрешенной круговой орбиты на другую.

Движение электрона по разрешенной круговой орбите, вопреки законам классической физики, не сопровождается электромагнитным излучением. Частота электромагнитного излучения при перескоке электрона с одной разрешенной круговой орбиты на другую не связана с частотой его обращения вокруг ядра, а определяется лишь разностью энергий стационарных состояний.

Таким образом, мы установили, что из существования стационарных энергетических состояний атома водорода следует существование разрешенных круговых орбит для движения электрона вокруг ядра. Но как определить радиусы разрешенных орбит?

Квантование момента количества движения. Бор высказал предположение, что в стационарных состояниях электроны обладают моментом количества движения¹, кратным постоянной Планка \hbar , деленной на 2π :

$$mvr_n = n \frac{\hbar}{2\pi}, \quad (26.11)$$

где n — любое целое положительное число.

¹ Моментом количества движения тела массой m , движущегося по окружности радиусом r со скоростью v , называется произведение mvr . Мomenт количества движения — векторная величина. Его направление перпендикулярно вектору скорости \vec{v} и радиус-вектору \vec{r} .

Это предположение не только накладывает дополнительные ограничения на форму возможных траекторий движения электронов в стационарных состояниях, но и позволяет произвести количественные расчеты энергии атома водорода в стационарных состояниях и частот всех возможных спектральных линий.

Действительно, из условия (26.11) получаем:

$$v = \frac{nh}{2\pi m r_n}. \quad (26.12)$$

Подставив это выражение для скорости v в (26.7), получим:

$$\frac{mn^2h^2}{r_n 4\pi^2 m^2 r_n^2} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2},$$

откуда

$$r_n = \frac{h^2 n^2 \epsilon_0}{m e^2 \pi}. \quad (26.13)$$

По этой формуле и могут быть вычислены радиусы разрешенных круговых орбит электрона в атоме водорода.

Подставляя выражение (26.13) в (26.9), находим значение энергии атома водорода в стационарном состоянии:

$$E_n = - \frac{e^2 m e^2 \pi}{8 \pi \epsilon_0 h^2 n^2 \epsilon_0} = - \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 n^2 h^2}. \quad (26.14)$$

При переходе атома из стационарного состояния k в состояние n излучается квант света с энергией

$$h\nu = E_k - E_n.$$

Отсюда определяем частоту кванта, соответствующую этому переходу:

$$\nu = \frac{E_k - E_n}{h} = \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right). \quad (26.15)$$

Подставив числовые значения величин m , e , h и ϵ_0 , получим:

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К})^4}{(6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{сек})^3 \cdot 8 \cdot (8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{М}^{-1})^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \approx \\ &\approx 3,29 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \text{ сек}^{-1}. \end{aligned} \quad (26.16)$$

Выражение (26.16), полученное теоретическим путем на основе использования постулатов Бора о квантовании энергетических состояний атома водорода (26.13) и гипотезы о квантовании момента количества движения электрона (26.11), с высокой степенью точности совпадает с выражением (26.1), описывающим наблюдаемое в эксперименте распределение частот в спектре водорода.

Таким образом, квантовая теория дает не только качественное, но и точное количественное описание основных закономерностей

излучения и поглощения энергии атомами и атомными системами. Высокая степень точности расчетов спектров атомов и молекул является одним из важнейших доказательств правильности постулатов, положенных в основу квантовой теории.

Расчет спектров многоэлектронных атомов является очень сложной задачей и для квантовой теории, так как при расчетах стационарных состояний многоэлектронных атомов необходимо учитывать не только взаимодействие электронов с атомным ядром, но и взаимодействие каждого электрона со всеми остальными электронами атома.

Контрольные вопросы

1. В чем заключались трудности классической физики при попытке объяснения спектральных закономерностей?

2. Сформулируйте квантовые постулаты Бора.

3. Какой дополнительный постулат позволил Бору рассчитать спектр водорода?

4. Почему линейчатые спектры атомов различных химических элементов отличаются друг от друга?

§ 27. Опыт Франка и Герца

Прямое доказательство квантовой теории могло быть получено только путем непосредственной экспериментальной проверки справедливости постулатов Бора. Что же именно требовалось проверить экспериментально?

Для того чтобы ответить на этот вопрос, обсудим еще раз физический смысл основных положений квантовой теории атома по Бору.

Электрон, обращающийся вокруг ядра, не может изменять всю энергию плавно, постепенно. Минимальное количество энергии, которое может принять атом при взаимодействии с другим атомом или электроном, равно разности энергий в его нормальном и первом возбужденном состояниях.

Отсюда можно сделать вывод, что если пропускать через газ пучок электронов, в котором энергия каждого электрона меньше разности энергий атома в первом возбужденном и основном состояниях, то при столкновениях с атомами эти электроны не должны терять энергию.

Если же энергию электронов в пучке увеличивать, то при достижении значения энергии, равного указанной разности, электроны при соударениях с атомами смогут отдавать свою кинетическую энергию на возбуждение атомов.

Взаимодействие атома с электроном или другой частицей, в результате которого часть кинетической энергии частиц превращается в энергию возбуждения атома, называется неупругим столкновением.

Впервые неупругие столкновения электронов с атомами ртути были обнаружены в опытах Д. Франка и Г. Герца в 1913 году. В этих опытах применялась стеклянная трубка, заполненная парами ртути (рис. 62). Катод K нагревается электрическим током. Электроны, вылетевшие из катода, ускоряются электрическим полем между катодом и сеткой C . Их кинетическая энергия при достижении сетки равна работе электрического поля:

$$\frac{mv^2}{2} = eU,$$

где e — заряд электрона, U — напряжение батареи B_1 .

Между сеткой C и анодом A электроны тормозятся электрическим полем, создаваемым электрической батареей B_2 . Потенциал сетки C выше потенциала анода на $0,5$ в.

В опыте Франка и Герца исследовалась зависимость силы тока в цепи анода от напряжения между катодом и сеткой. Так как потенциал сетки был выше потенциала анода на $0,5$ в, то достигнуть анода могли только электроны, кинетическая энергия которых превышала $0,5$ эв.

Результаты, полученные в одном из опытов, представлены на рисунке 63.

Пока напряжение на сетке не превосходит $4,9$ в, увеличение силы тока в цепи с увеличением напряжения между сеткой и катодом объясняется так же, как и вольтамперная характеристика вакуумного диода. С увеличением напряженности поля вблизи катода электроны, вылетающие из катода в результате термоэлектронной эмиссии, быстрее уходят из области катода. В результате электрическое поле объемного заряда электронного облака вблизи катода ослабляется и меньше препятствует движению вновь вылетающих электронов от катода к аноду.

Резкое уменьшение силы тока в цепи анода при достижении напряжения между катодом и сеткой, равного $4,9$ эв, зас-

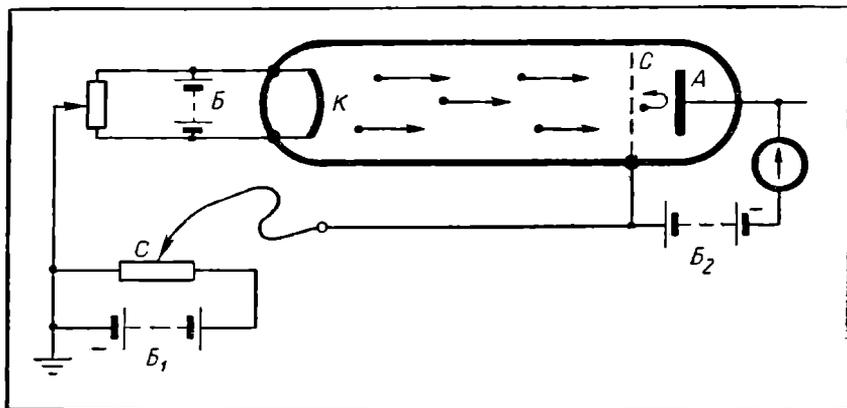


Рис. 62. Схема установки, использованной в опытах Франка и Герца.

твляает сделать вывод, что электроны, обладающие кинетической энергией $4,9 \text{ эв}$, полностью теряют ее при соударениях с атомами ртути вблизи сетки. Так как кинетическая энергия электронов после такого соударения оказывается близкой к нулю, даже слабое встречное поле между сеткой и анодом не пропускает их к аноду и сила тока в цепи анода уменьшается.

Таким образом, на основании анализа результатов опыта Франка и Герца можно сделать вывод, что передача энергии от электронов к атомам ртути наблюдается, лишь когда энергия каждого из электронов достигает $4,9 \text{ эв}$. При меньших значениях энергии происходят только упругие столкновения электронов с атомами ртути, т. е. такие столкновения, при которых изменяется направление движения электрона, но его скорость и, следовательно, кинетическая энергия остаются неизменными.

В соответствии с теорией Бора можно сделать вывод, что разность между первым возбужденным стационарным состоянием атома ртути и его основным стационарным состоянием равна $4,9 \text{ эв}$:

$$E_2 - E_1 = 4,9 \text{ эв}.$$

Этот вывод подтверждается результатами еще одного замечательного эксперимента.

Атомы ртути, переведенные в результате неупругого столкновения с электронами из основного стационарного состояния в первое возбужденное состояние, должны через короткий интервал времени самопроизвольно возвращаться в основное состояние. Переход каждого атома должен сопровождаться излучением фотона с частотой

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{4,9 \text{ эв}}{h}. \quad (27.1)$$

Наблюдения показали, что пока напряжение между катодом и сеткой меньше $4,9 \text{ в}$ пары ртути в трубке не светятся. При достижении же такого напряжения пары ртути испускают свет с частотой ν , определяемой выражением (27.1).

Контрольные вопросы

1. Каково назначение батареи B_2 в схеме опыта Франка и Герца [рис. 62]?
2. Какой вид будет иметь кривая зависимости силы тока от напряжения, представленная на рисунке 63, при дальнейшем увеличении напряжения?

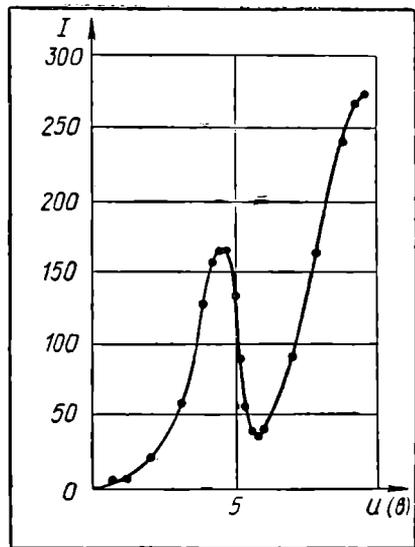


Рис. 63. Кривая зависимости силы тока от напряжения, полученная в опытах Франка и Герца.

§ 28. Оптические квантовые генераторы



Альберт Эйнштейн

Спонтанное и вынужденное (индуцированное) излучение. Излучение, испускаемое при самопроизвольном переходе атома из одного состояния в другое, называется спонтанным излучением. Спонтанное излучение различных атомов происходит некогерентно, так как каждый атом начинает и заканчивает излучение независимо от других.

В 1916 году А. Эйнштейн предсказал, что переход электрона в атоме с верхнего энергетического уровня на нижний и сопровождающее этот акт излучение могут происходить не только самопроизвольно. Под влиянием внешнего электромагнитного поля

возбужденный атом может преждевременно освободиться от избытка энергии путем излучения фотона. Такое излучение называют вынужденным или индуцированным.

Вероятность индуцированного излучения резко возрастает при совпадении частоты электромагнитного поля с собственной частотой излучения возбужденного атома.

Таким образом, в результате взаимодействия возбужденного атома, готового испустить фотон $h\nu = E_2 - E_1$, с фотоном $h\nu$ получаются два совершенно одинаковых по энергии и направлению движения фотона-близнеца (рис 64). Пролетающий фотон как бы «стряхивает» с возбужденного атома подобный себе фотон, не затрачивая на это энергии. С точки зрения волновой теории атом излучает электромагнитную волну, совершенно одинаковую по направлению распространения, частоте, фазе и поляризации с той, которая вынудила атом излучать. В итоге получается результирующая волна с амплитудой большей, чем у падающей. Особенностью индуцированного излучения является то, что оно монохроматично и когерентно. Именно это свойство индуцированного излучения положено в основу устройства лазеров.

Необходимо подчеркнуть, что индуцированное излучение происходит в полном соответствии с законом сохранения энергии. Вынуждающая световая волна играет роль «спускового устройства» в механизме излучения атомом запасенной ранее энергии.

Инверсная населенность уровней. При хаотическом тепловом движении распределение энергии среди атомов неравномерно. Некоторая часть атомов возбуждена, что соответствует их нахождению на более высоких, чем основной, уровнях энергии. В условиях теплового равновесия и при отсутствии внешнего электромагнитного поля большая часть атомов обладает минимумом энергии. Образно говоря, населенность верхних уровней меньше населенности нижних (рис. 65).

Под влиянием энергетических воздействий — повышения температуры, освещения, бомбардировки быстрыми частицами — доля возбужденных атомов возрастает, т. е. населенность верхних уровней увеличивается.

Этот процесс иллюстрируется рисунком 66, а; б (для простоты изображено всего два уровня).

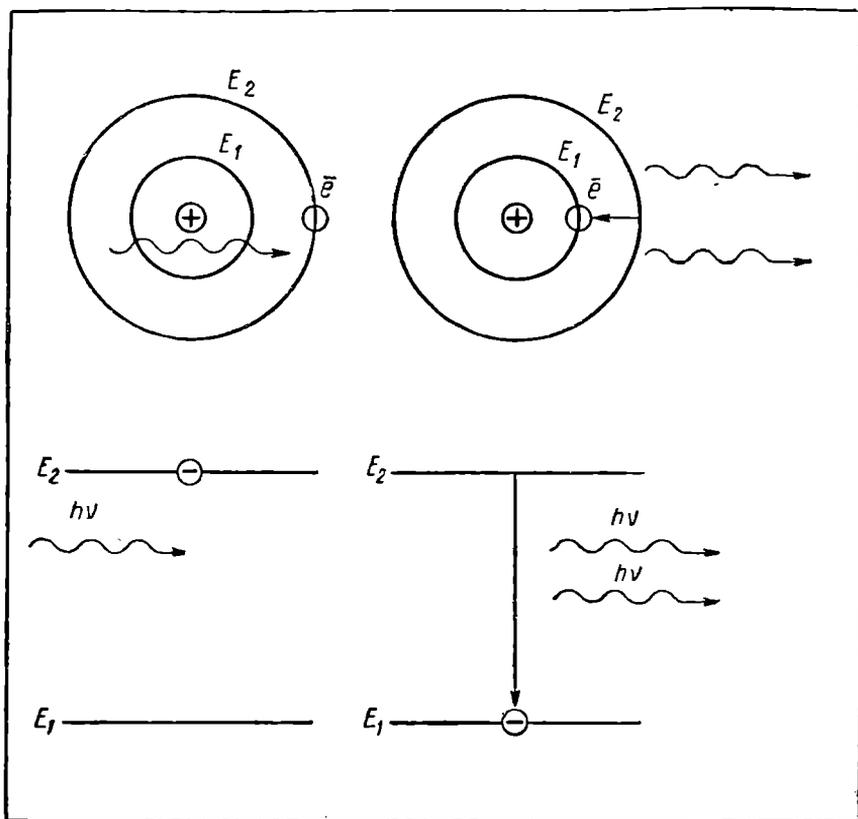


Рис. 64. Вынужденное излучение возбужденных атомов.

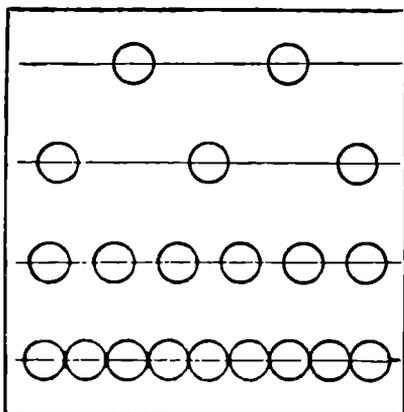


Рис. 65. Распределение электронов по уровням в условиях теплового равновесия.

Казалось бы, по мере повышения температуры можно получить такое распределение частиц по уровням, при котором населенность верхних уровней больше, чем нижних. Но это не так. Ведь возбужденное состояние неустойчиво. По мере увеличения заселенности верхних уровней увеличивается вероятность спонтанных переходов, сопровождаемых излучением.

В 1939 году профессор В. А. Фабрикант высказал предположение о возможности создания такого распределения частиц по энергиям, при котором число

возбужденных атомов больше числа атомов, находящихся в основном состоянии (рис. 66, в). Такое состояние называют состоянием с инверсной заселенностью уровней (от латинского *inversio*—переворачивать).

Выясним, какие особые свойства присущи состоянию с инверсной населенностью уровней.

При распространении света в веществе обычно происходит поглощение света. Это происходит потому, что в состоянии термодинамического равновесия число невозбужденных атомов в веществе много больше, чем число возбужденных, и, следовательно, фотоны чаще взаимодействуют с невозбужденными атомами, т. е. поглощаются веществом.

В веществе же с инверсной населенностью уровней число возбужденных атомов больше числа невозбужденных. При этом умень-

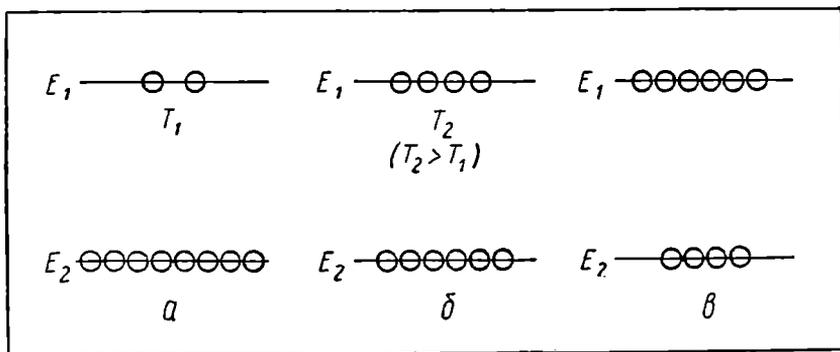


Рис. 66. Нормальная (а, б) и инверсная (в) заселенность энергетических уровней электронами.

шается вероятность встречи фотонов с невозбужденным атомом, т. е. уменьшается вероятность поглощения фотонов. Вещество становится более прозрачным или даже способным сливать свет. Действительно, если в нем движется фотон, энергия которого в точности равна разности энергий атомов в состояниях E_2 и E_1 (рис. 66, в), то, взаимодействуя с возбужденным атомом, такой фотон вызовет индуцированное излучение. В результате появится второй такой же фотон. Взаимодействуя с другими двумя возбужденными атомами, эти два фотона вызовут высвечивание еще двух атомов. В конечном счете вместо одного фотона из вещества выйдет много фотонов, что и является усилением света. Усилению света способствует то обстоятельство, что фотоны с частотой

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

слабо поглощаются веществом. Среда называется активной, если в ней число индуцированных фотонов превышает число поглощенных.

Эти особенности сред с инверсной населенностью уровней были установлены в 1951 году В. А. Фабрикантом, М. М. Вудынским и Ф. А. Бутаевой. В 1964 году Государственный комитет по делам изобретений и открытий СССР выдал этим ученым диплом на открытие, в котором, в частности, говорится:

«Установлено неизвестное ранее явление усиления электромагнитных волн при прохождении через среду, в которой концентрация частиц или их систем на верхних энергетических уровнях, соответствующих возбужденным состояниям, избыточна по сравнению с концентрацией в равновесном состоянии».

Условия, необходимые для создания в веществе инверсной населенности энергетических уровней. Какими же способами можно создать состояние с инверсной населенностью энергетических уровней в веществе? Создать инверсную населенность в системе двух уровней путем длительного освещения вещества мощным световым импульсом невозможно. Во-первых, с увеличением концентрации частиц на верхнем уровне возрастает вероятность спонтанных переходов; во-вторых, возбуждающее излучение вызывает



В. А. Фабрикант

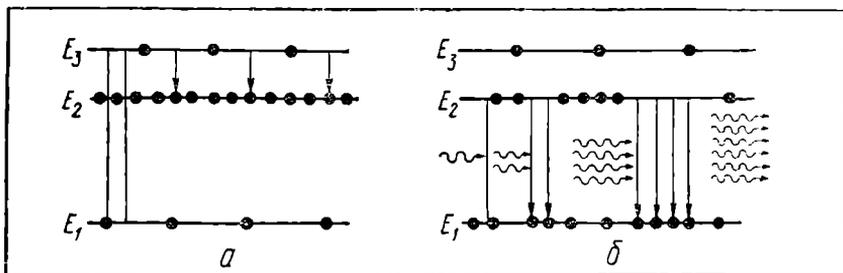


Рис. 67. Возникновение инверсной заселенности метастабильного уровня и вынужденного излучения.

индуцированное излучение, переводящее частицы на нижний уровень.

Иные возможности открываются при использовании веществ, среди энергетических состояний которых имеются также возбужденные состояния, в которых атомы могут находиться не 10^{-8} сек, как обычно, а значительно более длительное время. Такие состояния и соответствующие им уровни энергии называют метастабильными.

Пусть уровень энергии E_2 на рисунке 67, а метастабильный, характеризуемый «временем жизни» в 1000 раз больше, чем «время жизни» уровня E_3 ($\tau \approx 10^{-8}$ сек).

При наличии уровня E_2 возможны спонтанные переходы из состояния E_3 не только в основное состояние E_1 , но и переходы на метастабильный уровень E_2 . Оба перехода сопровождаются выделением соответствующей им энергии:

$$E_{31} = E_3 - E_1,$$

$$E_{32} = E_3 - E_2.$$

Большое различие во временах жизни в состояниях E_3 и E_2 приводит к тому, что под действием возбуждающего фотона с энергией $h\nu \geq E_3 - E_1$ атомы переходят сначала в состояние E_3 , а затем, излучая квант с энергией $E_{32} = E_3 - E_2$, они переходят в состояние E_2 . В результате происходит накопление атомов в метастабильном состоянии E_2 и число их со временем оказывается большим числа атомов в основном состоянии E_1 . Значит, в веществе с такой системой уровней действием возбуждающего излучения $h\nu \geq E_3 - E_1$ может быть создана инверсная населенность уровней.

Если направить в предварительно подготовленное таким образом вещество квант электромагнитного излучения $h\nu_{21} = E_2 - E_1$, то вследствие явления индуцированного излучения произойдет усиление света, что условно и показано на рисунке 67, б. Число фотонов увеличивается в геометрической прогрессии. На выходе усилителя света фотонов больше, чем на входе, или, что то же самое,

амплитуда электромагнитных колебаний возрастает пропорционально числу индуцированных переходов.

Система атомов с инверсной населенностью уровней способна не только усиливать, но и генерировать электромагнитное излучение. Для работы в режиме генератора необходима положительная обратная связь, при которой часть сигнала с выхода устройства подается на его вход. Для этого активная среда, в которой создается инверсная населенность уровней, располагается в резонаторе, состоящем из двух параллельных зеркал. В результате одного из спонтанных переходов атомов с метастабильного уровня на основной возникает фотон с энергией

$$h\nu_{21} = E_2 - E_1.$$

При движении в сторону одного из зеркал он вызывает индуцированное излучение и к зеркалу подходит целая лавина фотонов с энергией $h\nu_{21}$ каждый. После отражения от зеркала лавина фотонов движется в противоположном направлении, попутно заставляя высвечиваться с метастабильного уровня возбужденные атомы, оставшиеся в этом состоянии.

С квантовых позиций генерация света должна происходить при любом расстоянии между зеркалами. Но опыт показывает, что она возникает только при определенной длине L резонатора, кратной целому числу полуволин:

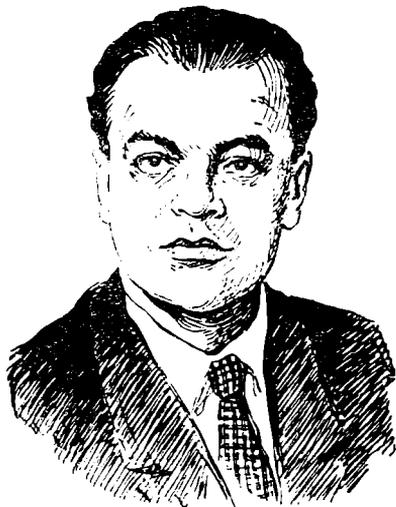
$$L = k \frac{\lambda}{2}.$$

При этом условии разность хода между вышедшей волной и волной, испытавшей отражение от двух зеркал, оказывается равной целому числу длин волны, и на выходе лазера происходит сложение амплитуд световых волн.

Рассмотренный принцип усиления и генерации электромагнитного излучения был предложен советскими физиками Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым и одновременно американским физиком Ч. Таунсом. За работы в этой области Н. Г. Басов и А. М. Прохоров удостоены Ленинской премии 1959 года и вместе с Ч. Таунсом в 1964 г. им присуждена Нобелевская премия.

Устройство рубинового лазера. Оптический квантовый генератор состоит из двух основных частей: активной среды и резонатора. В первых лазерах активной средой был кристалл рубина (Al_2O_3) с примесью около 0,05% хрома (рис. 68). Этот основной элемент лазера обычно имеет форму цилиндра l диаметром $0,4 \div 2$ см и длиной 3—20 см. Торцы цилиндра 3 и 4 строго параллельны, и на них нанесен слой серебра. Одна из зеркальных поверхностей частично прозрачна: 92% светового потока отражается от нее и около 8% светового потока пропускается ею.

Рубиновый стержень помещен внутри импульсной ксеноновой спиралевидной лампы 2, питаемой импульсами высокого напряжения от батареи конденсаторов емкостью до 10^4 мкф, заряжаемой



Н. Г. Басов

до напряжения в несколько тысяч вольт. При разряде через лампу конденсаторы батареи отдадут энергию в сотни тысяч джоулей. Длительность вспышки составляет 10^{-3} сек, а мощность лампы превышает 10^7 вт. Лампа является источником возбуждающего излучения. Инверсная населенность уровней в рубине создается использованием трех уровней энергии атомов хрома (см. рис. 67). Атомы хрома, поглощая излучение с длиной волны 560 нм, содержащееся в спектре ксеноновой лампы, переходят с основного уровня E_1 на возбужденный уровень E_3 . Поглощение рубином излучения лампы с другими длинами волн вызывает его нагревание.

Для предохранения от теплового разрушения рубин охлаждается жидким азотом. Система охлаждения на рисунке 68 не показана.

Время жизни атомов хрома на возбужденном уровне E_3 мало. Для переходов $E_3 \rightarrow E_1$ оно составляет 10^{-5} сек, а для перехода $E_3 \rightarrow E_2$ оно меньше 10^{-7} сек. Поэтому большая часть атомов, возбужденных на уровень E_3 , совершает переходы на второй возбужденный уровень E_2 .

Время жизни атома хрома на уровне E_2 сравнительно велико — порядка 10^{-3} сек. Этот уровень является метастабильным. Если мощность лампы — вспышки достаточно велика, то населенность метастабильного уровня окажется больше, чем населенность основного уровня. При достижении инверсной населенности уровней кристалл рубина становится активной средой.

Процесс перевода атомов из основного в возбужденное состояние называют накачкой. Соответственно используемую для этого импульсную ксеноновую лампу называют лампой накачки.

Достаточно одному атому хрома совершить спонтанный переход с метастабильного уровня E_2 на основной E_1 с испусканием фотона с частотой $\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}$, которой соответствует длина волны

красного света $\lambda = 694,3$ нм, как возникает лавина фотонов, вызванная индуцированным излучением атомов хрома, находящихся в метастабильном состоянии. Если направление вылета первичного фотона было перпендикулярно плоскости зеркал резонатора, то из полупрозрачного зеркала резонатора вырывается монохроматическое, когерентное и остронаправленное излучение с длиной волны $\lambda = 694,3$ нм.

Описанный режим работы лазера называют режимом свободной генерации. Свободная генерация начинается после вспышки лампы накачки и длится около 1 мсек. В этом режиме получены рекордные значения энергии излучения, достигающие 1000 джоулей в импульсе при мощности около 10^6 вт.

В другом режиме зеркала резонатора приводятся в действие с помощью оптического затвора только тогда, когда инверсная населенность метастабильного уровня достигает наибольшей величины. Для устройства оптических затворов используется способность некоторых веществ увеличивать свою прозрачность при больших световых потоках. Кювету с таким веществом помещают перед зеркалом резонатора. Когда интенсивность луча достигнет определенной, достаточно большой величины, затвор сам открывается и «выпускает» лазерный луч. При этом высвечивание с метастабильного уровня происходит за очень короткий интервал времени — порядка 10^{-9} — 10^{-10} сек. За счет этого даже при небольшой полной энергии лазерного импульса (несколько джоулей) мощность импульса в максимуме достигает нескольких миллиардов ватт, что превышает мощность крупных электростанций.

К.п.д. рубинового лазера невелик — порядка 1%. Столь низкий к.п.д. обусловлен многими причинами. Основными из них являются следующие: не весь запас электрической энергии, накапливаемой в конденсаторе, превращается в световую энергию; лишь часть светового потока лампы накачки поглощается рубином. Но проигрыш в количестве энергии компенсируется выигрышем в качестве излучения — монохроматичности, когерентности и направленности.

Расходимость луча лазера может составлять одну угловую секунду. Такая острая направленность обусловлена тем, что усиливаются в резонаторе только лучи, строго перпендикулярные поверхности зеркал. Лучи, идущие в других направлениях, не испытывают многократных отражений от зеркал и выходят из рубина через его боковую поверхность. С помощью линзы лазерный луч можно сфокусировать и получить пятно диаметром 10^{-4} мм, т. е. сконцентрировать энергию луча на площади порядка 10^{-8} мм². Это возможно благодаря высокой монохроматичности лазерного



А. М. Прохоров

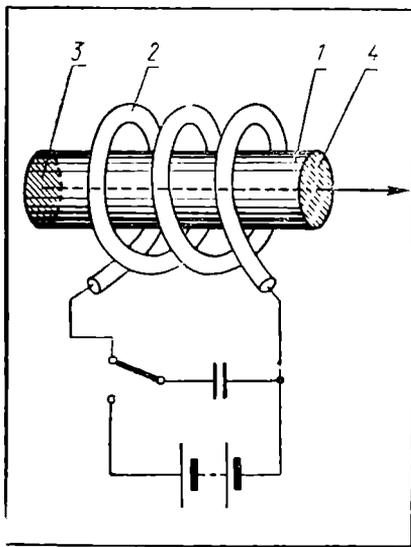


Рис. 68. Схема устройства оптического квантового генератора на рубине.

излучения, так как для монохроматического света из-за явления дисперсии фокусы для волн различных длин не совпадают.

В лазерном луче осуществляется высокая степень временной и пространственной когерентности. Первая обусловлена тем, что на длине резонатора укладывается целое число полуволн и все цуги индуцированного излучения атомов испускаются с разностью фаз, равной целому числу волн. На выходе лазера в результате сложения когерентных цугов получается очень длинный цуг — цепочка первичных цугов без промежутков. Но чем длиннее цуг, тем выше монохроматичность и тем при большей разности хода возможна интерференция, т. е. тем выше когерентность во времени. Для света лазеров возможна

интерференция при разности хода порядка размеров солнечной системы.

Высокая степень пространственной когерентности излучения лазера обусловлена тем, что излучение большинства атомов происходит в результате индуцированных переходов возбужденных атомов в нормальное состояние. Пространственная когерентность света лазера доказывается опытом Юнга. Достаточно на пути луча расположить два отверстия, как на экране за ними образуется четкая картина интерференции (рис. 1 на цветной вклейке).

Другое замечательное качество лазерного излучения — высокая напряженность электрических полей в световой волне. Для солнечного света напряженность электрического поля монохроматического света составляет примерно $1000 \text{ в} \cdot \text{м}^{-1}$, а для лазерного луча она может достигать $10^{11} \text{ в} \cdot \text{м}^{-1}$.

Нагреть с помощью некогерентного излучения Солнца тело до температуры, превышающей температуру самого Солнца ($\sim 6000^\circ \text{К}$), в принципе невозможно. Получить более высокую температуру за счет энергии некогерентного излучения можно, лишь применив более яркие источники. Так с помощью газоразрядных ламп можно нагреть тело до 10^4°К . Лазерный же луч, обладающий громадной плотностью энергии, позволяет получить температуры в несколько миллионов градусов. Большая концентрация энергии в луче лазера, которую с помощью собирающей линзы можно сосредоточить на площадке 10^{-10} см^2 , приводит к тому, что все известные нам ма-

териалы в месте фокусировки луча плавятся и испаряются. Давление света, создаваемое лучом мощных лазеров, превышает $10^{11} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$!

Твердотельные лазеры на рубине, на стекле с примесью неодима, фтористом кальции с некоторыми добавками и на некоторых других кристаллах могут работать в непрерывном режиме, но мощность излучения таких лазеров гораздо меньше.

Приближение режима работы импульсного лазера к режиму непрерывной работы достигается сокращением интервала времени между импульсами. Уже достигнут режим работы с интервалом между импульсами 10^{-5} сек при длительности импульса 10^{-6} сек.

Устройство газовых лазеров. Основным рабочим элементом газового лазера является стеклянная или кварцевая трубка, наполненная газом или газовой смесью при давлении в 100—1000 раз меньше атмосферного. В ней происходит газовый разряд. Зеркала резонатора расположены вблизи концов трубки, внутри нее или за ее пределами.

В газовых лазерах используется не оптическая (световая), а электрическая накачка, при которой возбуждение атомов происходит при соударениях в плазме газового разряда. Наиболее распространенными являются неон-гелиевые лазеры. В них энергия электрического тока затрачивается на возбуждение атомов гелия при неупругих столкновениях с электронами, ускоренными в электрическом поле газового разряда. Возбужденные атомы гелия при соударениях передают энергию атомам неона, которые при этом переходят на метастабильный уровень. В результате может появиться инверсная населенность, при которой число возбужденных атомов неона, готовых испускать свет, будет больше числа невозбужденных атомов неона. Первые же кванты спонтанного излучения возбужденных атомов неона, многократно отражаясь от зеркал резонатора, вызывают лавинообразное увеличение интенсивности света с длиной волны 632,8 нм. При достаточной мощной накачке лазер работает непрерывно. Убыль возбужденных атомов неона и гелия постоянно пополняется за счет энергии электрического тока.

Непрерывность действия — одно из отличий и преимуществ газовых лазеров. Другое преимущество — большая степень монохроматичности лазерного луча, обусловленная тем, что источником света являются разобценные атомы газа, на излучение которых оказывают меньшее влияние электромагнитные поля соседних атомов.

Применения лазеров. Все применения лазеров основаны на использовании специфических свойств их излучения — высокой монохроматичности, острой направленности, когерентности и большой мощности излучения. Промышленностью выпускаются разные типы лазеров различного назначения. Конкретные практические применения лазеров столь многочисленны, что их трудно даже просто перечислить.

Остановимся на некоторых применениях лазеров. Одно из первых применений лазеров — обработка твердых материалов. Раньше, например, на прошивание одного отверстия в алмазе при изготовлении фильер затрачивалось два дня. С применением лазера эта же операция выполняется за две минуты. Лучу легко придать в сечении любую форму, а значит, и получить любую форму прошиваемого им отверстия.

Этим методом изготавливают, например, фильеры треугольной формы, которые используются при изготовлении волокна для объемной пряжи.

В часовой промышленности производительность труда по обработке рубинов с применением лазеров возросла в десятки раз.

Преимуществом лазерной обработки является и то, что луч — абсолютно стерильный инструмент, не загрязняющий обрабатываемую деталь. Это свойство особенно ценно при подготовке резисторов и других элементов в микроэлектронных схемах. Подгонка пленочных резисторов путем испарения лазерным лучом части их вещества осуществляется с точностью до 0,01%, в то время как ранее применявшиеся методы обеспечивали подгонку с весьма низкой точностью — порядка 5—20%.

При плотности мощности $10^5 - 10^7 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ лазерный луч плавит и сваривает металлы. Скорость сварки металлов лазерным лучом доходит до нескольких сантиметров в секунду, а стоимость работ в 1000 раз дешевле, чем при обычных методах. Современные лазеры способны резать листы металла толщиной в несколько сантиметров со скоростью около 1 м/мин. На некоторых предприятиях уже осуществляется фигурный раскрой тканей лучом лазера. При этом края среза оплавляются и не требуют обметывания при пошиве одежды.

Большие преимущества по сравнению с радиоволнами дает использование лазерного луча в системах связи. По одному лазерному лучу можно в принципе одновременно передавать до 10^9 телефонных разговоров и 10^5 телепрограмм. Экспериментальные линии лазерной связи уже работают.

Лазер может служить инструментом для измерения расстояний. С помощью лазерного локатора расстояние до Луны измерено с точностью до четырех метров!

Лазеры нашли применение в строительстве. Например, при сооружении Останкинской телебашни был применен лазерный зенит-центр, которым контролировалось отклонение оси башни от вертикали с точностью до 6 мм.

Лазеры широко применяются для контроля горизонтальности взлетно-посадочных полос при их строительстве, для контроля движения под землей проходческих щитов во время прокладки тоннелей. Достижимая точность — 4 мм на 200 м.

Широко применяются лазеры и в медицине. Например, довольно распространенной причиной потери зрения является отслаивание сетчатки глаза. С помощью лазера за доли секунды и, следова-

тельно, без боли сетчатка «приваривается» к главному дну. С помощью лазеров уничтожают опухоли внутри кровеносных сосудов, питающих глаз.

Исключительно разнообразны применения лазеров в научных исследованиях. Лазерный луч позволяет биологам определять состав отдельных частей клетки. Для этого его фокусируют с помощью линзы на избранный участок клетки; вещество этого участка испаряется и превращается в облачко ионов. Масс-спектрометр улавливает ионы и производит качественный и количественный анализ.

Контрольные вопросы

- 1. В чем состоит отличие спонтанного и вынужденного излучений?**
- 2. Каковы особенности индуцированного излучения?**
- 3. Как работает лазер?**
- 4. Объясните, чем обусловлена узкая направленность и монохроматичность лазерного излучения?**
- 5. Расскажите о применениях лазера.**

§ 29. Спектры и спектральный анализ

Свойство атомов каждого химического элемента испускать при переходе из возбужденного состояния в нормальное свой, присущий только атомам данного химического элемента, линейчатый спектр излучения, широко применяется в научных исследованиях и в современном производстве для быстрого и точного определения химического состава вещества. Для выполнения спектрального анализа вещества с неизвестным химическим составом необходимо выполнить две операции: заставить каким-то образом атомы этого вещества излучать свет с линейчатым спектром, затем разложить свет в спектр и определить длины волн наблюдаемых в нем линий. Сравнивая полученный линейчатый спектр с известными спектрами отдельных элементов таблицы Менделеева, можно определить, какие химические элементы имеются в составе исследуемого вещества. Путем сравнения интенсивности различных линий спектра можно определить и относительное содержание различных элементов в этом веществе. Метод определения химического состава вещества путем изучения его спектра называется спектральным анализом.

Спектральный анализ может быть качественным и количественным.

Рассмотрим подробнее, каким образом производится качественный спектральный анализ состава вещества.

Если исследуемое вещество находится в газообразном состоянии, то для возбуждения атомов вещества обычно применяется искровой разряд. Исследуемым газом заполняется трубка с двумя электродами на концах. На эти электроды подается высокое напряжение и в трубке возникает электрический разряд. Удары электронов, разгоняемых электрическим полем, приводят к ионизации

защиты и возбуждению атомов исследуемого газа. При переходах возбужденных атомов в нормальное состояние излучаются кванты света, характерные для данного элемента.

Для определения химического состава вещества, находящегося в твердом или жидком состоянии, по его спектру излучения необходимо сначала перевести исследуемое вещество в газообразное (парообразное) состояние и заставить каким-то образом этот газ испускать свет.

Обычно для проведения спектрального анализа образцов вещества в твердом состоянии используется дуговой разряд. В плазме дуги происходит превращение исследуемого вещества в пар, возбуждение и ионизация атомов. Электроды, между которыми зажигается дуговой разряд, обычно изготавливаются из графита или меди. Углерод и медь выбираются по той причине, что спектры излучения их атомов в видимой области имеют небольшое число линий и, следовательно, не создают серьезных помех для наблюдения спектра исследуемого вещества.

Сплошной спектр излучения вещества в газообразном состоянии. Спектр излучения нагретого вещества, находящегося в газообразном состоянии, не во всех случаях является линейчатым. Наглядным примером тому служат спектры Солнца и большинства звезд — они сплошные.

Существует несколько возможных способов возникновения в газе излучения со сплошным спектром. Первый из них — рекомбинация положительных ионов с электронами.

Если при одном из столкновений атом газа был ионизирован, то освободившийся в результате ионизации электрон может двигаться с любой скоростью, приобретая или теряя энергию при столкновениях с атомами, ионами и электронами. Энергия свободного электрона не квантована.

При встречах свободных электронов с положительными ионами (рис. 69) происходит рекомбинация ионов, в результате которой возникает нейтральный атом. Избыток энергии системы «свободный электрон — положительный ион» может быть отдан фотону света, излучаемому при рекомбинации. Так как энергия свободного электрона до встречи с ионом могла иметь любое значение, то излучаемый фотон также может обладать любой энергией, которая превышает энергию, освобождающуюся при рекомбинации неподвижного электрона с ионом. Следовательно, спектр рекомбинационного излучения ионов получается сплошным, но имеющим резкую границу со стороны низких частот.

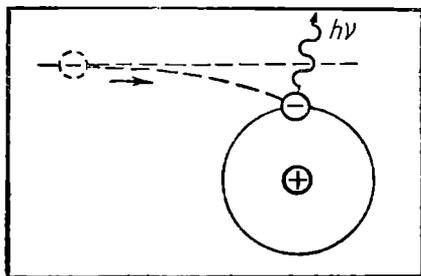
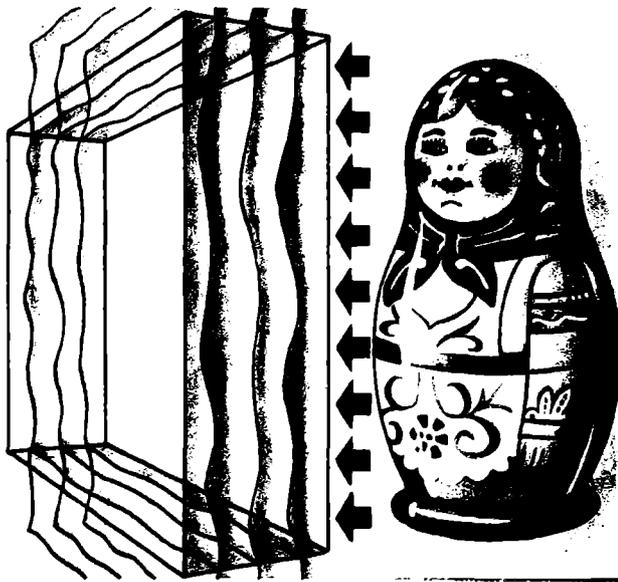
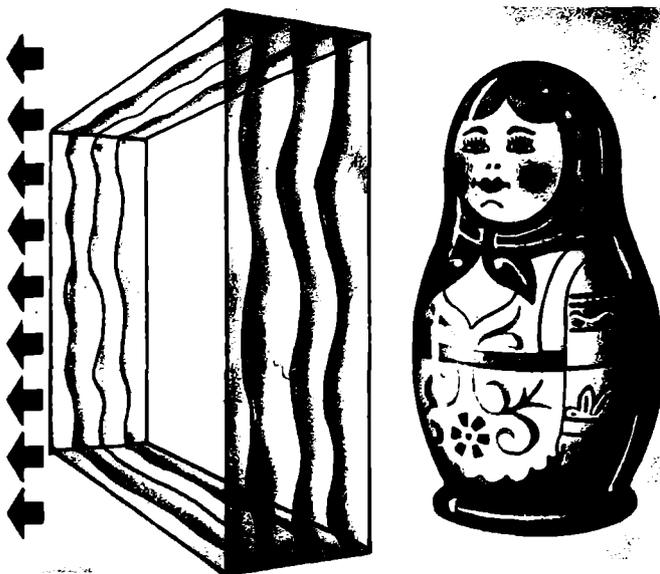


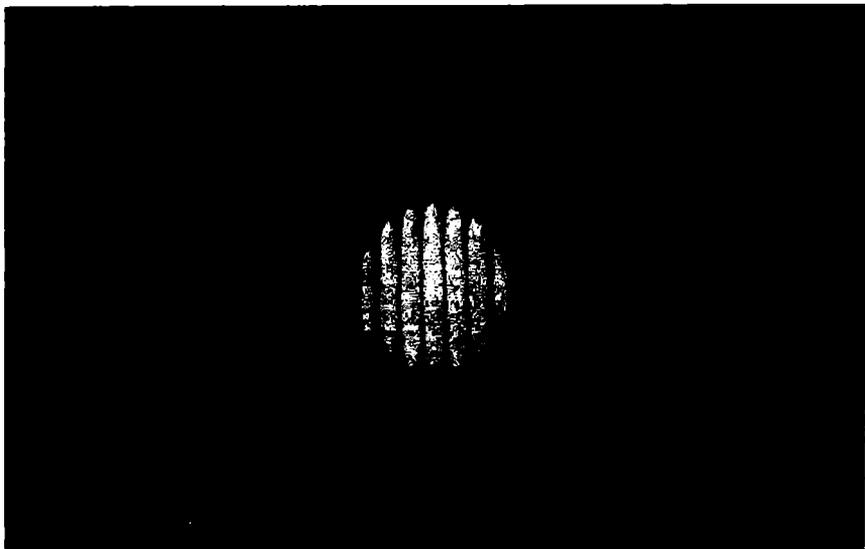
Рис. 69. Излучение при рекомбинации.



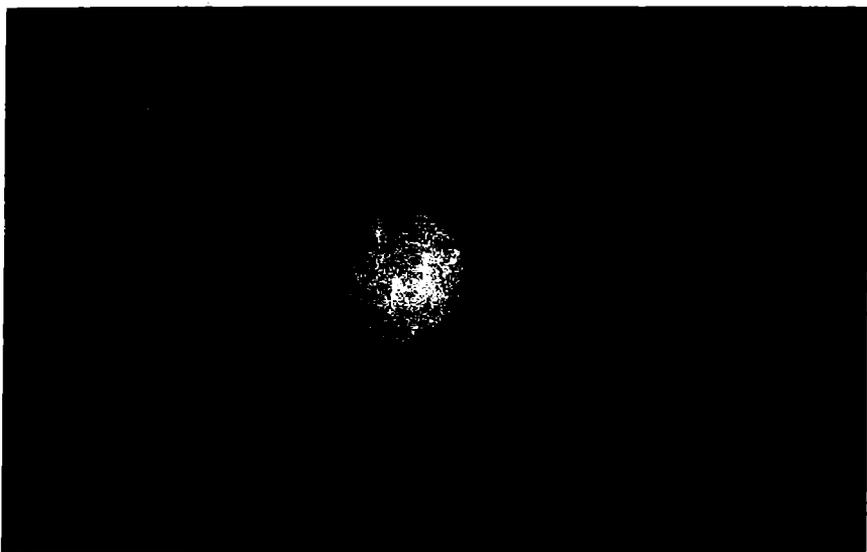
I. Схема процесса записи трехмерной голограммы.



II. Схема восстановления трехмерной голограммы.



III. Картина интерференции от двух отверстий в свете луча лазера.



IV. Изображение одного отверстия в свете луча лазера.

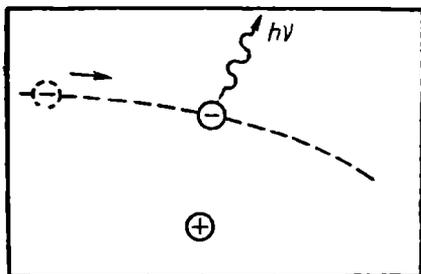


Рис. 70. Возникновение тормозного излучения.

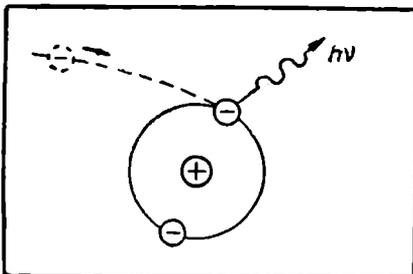


Рис. 71. Излучение при образовании отрицательных ионов.

Вторым возможным механизмом возникновения сплошного спектра является тормозное излучение электронов в электрических полях положительных ионов.

При высокой температуре часть атомов газа ионизирована. Свободный электрон при движении вблизи положительного иона в результате взаимодействия с ним движется с ускорением. Ускоренное движение электрических зарядов сопровождается излучением электромагнитных волн (рис. 70).

Так как свободные электроны в горячей плазме движутся с различными скоростями и могут пролетать на различных расстояниях от положительных ионов, ускорение при каждой встрече получается различным. Следовательно, электромагнитное излучение имеет всевозможные длины волн и спектр получается сплошным.

Третий возможный механизм возникновения сплошного спектра связан с образованием отрицательных ионов.

Атомы многих элементов способны присоединять к себе лишний электрон; при этом они превращаются в отрицательные ионы. Присоединение свободного электрона к нейтральному атому сопровождается излучением фотона (рис. 71). По тем же причинам, что и при рекомбинации положительных ионов, спектр излучения, возникающего при образовании отрицательных ионов, сплошной.

Все рассмотренные процессы возникновения излучения со сплошным спектром происходят в фотосфере Солнца, но основным из них в области видимой части спектра является механизм излучения при образовании отрицательных ионов водорода.

Рентгеновские спектры. Энергетические уровни атомов распределены неравномерно, расстояния между ними уменьшаются по мере увеличения их высоты. Переходы в нормальное состояние атомов, у которых на возбужденном уровне находится внешний, валентный электрон, сопровождается испусканием кванта небольшой энергии. Это может быть квант ультрафиолетового, видимого или даже инфракрасного света. Процесс возбуждения атома и перехода его в нормальное состояние с испусканием фотона поясняется диаграммой, приведенной на рисунке 72.

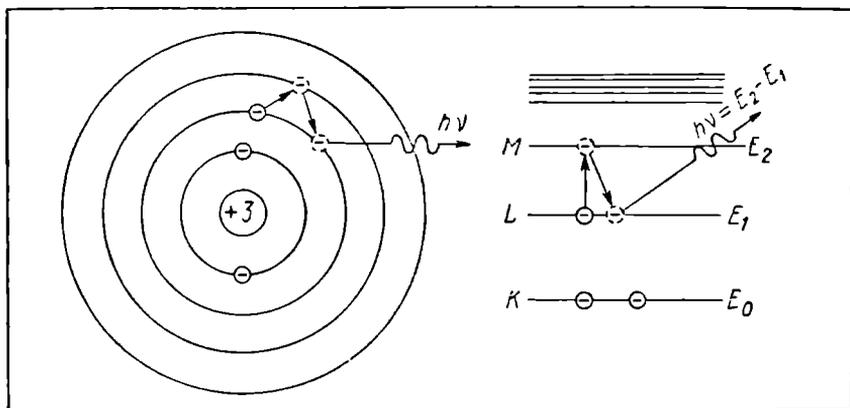


Рис. 72. Возбуждение атома и излучение фотона при его возвращении в нормальное состояние.

По мере увеличения атомного номера элемента, а следовательно и заряда ядра, энергия связи электронов внутренних оболочек с ядром возрастает. Связь электронов внешних оболочек с ядром ослабляется вследствие экранирующего действия внутренних электронных оболочек. Более сильная связь электронов внутренних оболочек с ядром приводит к увеличению энергии фотонов, возникающих при переходах электронов с внешних оболочек на внутренние. Если при переходах электронов в пределах внешних оболочек атомов испускаются фотоны инфракрасного, видимого или ультрафиолетового света, то переходы электронов на внутренние оболочки сопровождаются испусканием квантов рентгеновского излучения. Рентгеновское излучение, возникающее при переходах электронов на внутренние оболочки атомов, называется характеристическим рентгеновским излучением. Граничной длиной волны между ультрафиолетовыми и рентгеновскими лучами принята длина волны в 10 нм.

Схема, поясняющая возникновение характеристического рентгеновского излучения, представлена на рисунке 73. При выбивании электрона с одной из внутренних оболочек атома тяжелого элемента, например *K*-оболочки, освободившееся место тотчас занимает электрон с более удаленной оболочки, например *L*-оболочки. Избыток энергии при этом испускается в виде кванта характеристического рентгеновского излучения. Освободившееся место в *L*-оболочке заполняется электроном из *M*-оболочки, испускается еще один рентгеновский квант и т. д.

Наиболее распространенный способ возбуждения рентгеновских спектров — бомбардировка атомов быстрыми электронами.

В рентгеновской трубке (рис. 74) пучок электронов, испускаемых нагретым катодом, разгоняется электрическим полем, приложенным между катодом и анодом. Величина напряжения обычно

лежит в пределах 30 — 100 кв. При столкновениях с атомами вещества анода (или антикатода) быстрые электроны пучка могут выбивать электроны из внутренних оболочек атомов (рис. 73) или испытывать торможение в электрических полях полях атомных ядер (рис. 70). Первый процесс сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения с линейчатым спектром, второй процесс является источником тормозного рентгеновского излучения со сплошным спектром. Если максимальная энергия электронов, бомбардирующих антикатод, меньше энергии связи электронов внутренних оболочек атомов, то возникает только тормозное рентгеновское излучение со сплошным спектром. Если же энергия электрона превышает энергию связи электрона на K -оболочке атома, то, кроме сплошного рентгеновского спектра, возникает полный линейчатый спектр характеристического излучения.

Характеристический спектр рентгеновского излучения остается линейчатым и при объединении атомов в кристаллы, так как внутренние электронные оболочки атомов экранируются от внешних воздействий внешними электронными оболочками. Энергетические уровни электронов, находящихся на внутренних оболочках, почти не изменяются при объединении атомов в молекулы и кристаллы.

Для исследования спектров рентгеновского излучения не пригодны спектрометры и спектрографы, применяемые для видимого света. В стеклянной призме в результате взаимодействия с атомами вещества рентгеновское излучение поглощается или рассеивается. Обычные дифракционные решетки не пригодны для исследования рентгеновского излучения из-за того, что ширина щелей в них во много раз превосходит длину волны рентгеновского излучения. Для получения спектров рентгеновского излучения используется явление дифракции их на монокристаллах. Роль дифракционной решетки в этом случае выполняют ряды атомов, расположенных в

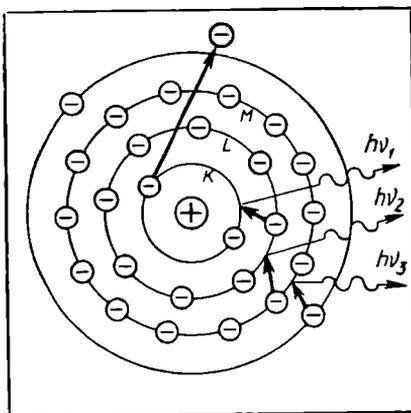


Рис. 73. Возникновение характеристического рентгеновского излучения.

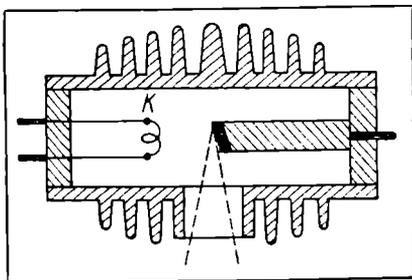


Рис. 74. Устройство рентгеновской трубки.

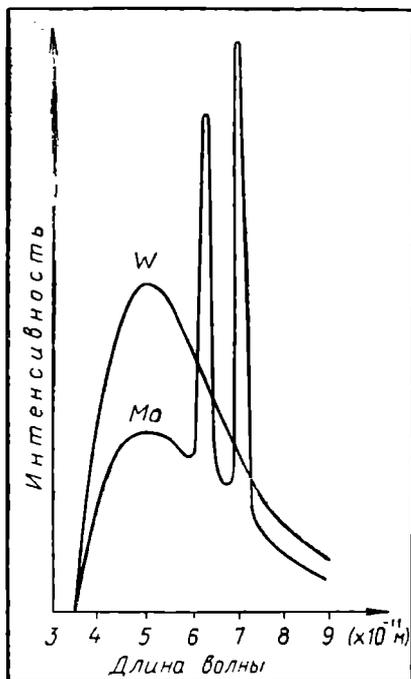


Рис. 75. Спектры рентгеновского излучения, возникающего в аноде из вольфрама и молибдена.

монокристаллах строго периодически на расстояниях, сравнимых с длиной волны рентгеновского излучения. Регистрация рентгеновского излучения обычно осуществляется с помощью фотопластишки или счетчика рентгеновских квантов.

При использовании монокристаллов с хорошо известным периодом решетки можно по дифракционной картине определить длины волн спектральных линий рентгеновского излучения, испытывающего дифракцию (рис. 75). Наоборот, используя источник рентгеновского излучения с известным спектром, можно по наблюдаемой дифракционной картине определять межатомные расстояния в кристаллах.

Молекулярные спектры. Молекулы каждого химического соединения, как и атомы каждого химического элемента, обладают своим, неповторимым спектром излучения. Однако если любой химический элемент по спектру

его атомов определяется совершенно безошибочно и довольно легко, то определение молекулярного соединения по его спектру является значительно более сложной и далеко не всегда разрешимой задачей.

Во-первых, следует отметить, что число известных химических соединений очень велико и спектры большинства из них еще не исследованы.

Во-вторых, молекулярные спектры значительно сложнее атомных по своей структуре. Большая сложность спектров молекул объясняется несколькими причинами. Основная из них заключается в том, что в отличие от атомов энергия молекулы может изменяться не только при переходах электронов с одного уровня на другой, но и в результате изменения взаимного положения атомов в молекуле или скорости вращения молекулы как целого. Изменение взаимного положения атомов в молекуле приводит к возникновению колебаний, подобных колебаниям тел, связанных между собой упругой пружиной.

Колебательное и вращательное движения молекул подчиняются квантовым законам, поэтому их энергия квантована. Разность энергий между соседними вращательными уровнями очень мала,

так что даже при комнатной температуре кинетическая энергия молекул оказывается достаточной для перевода молекул на возбужденные уровни. Следовательно, уже при комнатной температуре молекулы наряду с поступательным совершают и вращательное движение. При этом разные молекулы вращаются с различными угловыми скоростями.

Энергия же, необходимая для перевода молекулы на первый возбужденный уровень колебательного движения, значительно превосходит энергию теплового движения молекул при комнатной температуре. Поэтому колебания молекул возбуждаются только при повышенных температурах вещества или при поглощении света. Пример структуры двух колебательных уровней, расщепленных на ряд вращательных уровней, представлен на рисунке 76.

В молекулах энергетические уровни внешних электронов расщепляются на большое число простых уровней, которым соответствуют различные значения энергии колебательного и вращательного движения молекул. Расщепление электронных уровней на большое число колебательных и вращательных уровней, расположенных близко друг к другу, приводит к тому, что молекулярные спектры излучения и поглощения состоят из большого числа спектральных линий, сливающихся в широкие полосы.

Так как большинство молекул при высоких температурах разрушается, то обычно исследуют не спектры излучения молекул, а спектры их поглощения.

Для получения спектра поглощения пропускают свет от источника со сплошным спектром излучения через исследуемое вещество. Последнее поглощает фотоны, энергия которых соответ-

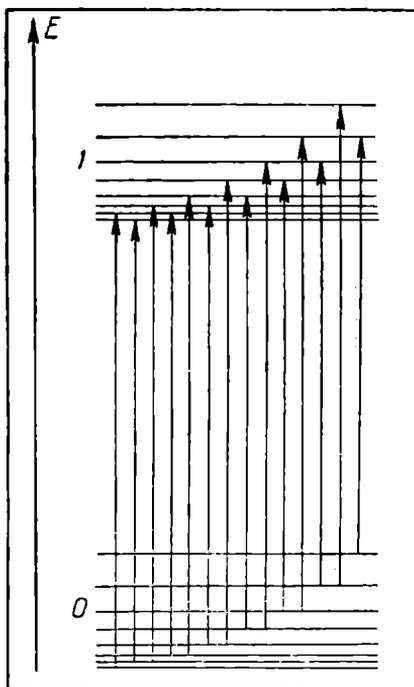


Рис. 76. Пример структуры колебательных уровней молекул

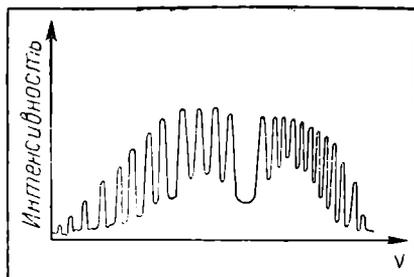


Рис. 77. Молекулярный спектр поглощения.

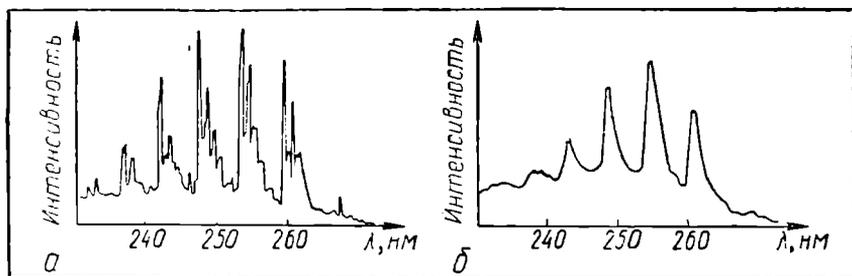


Рис. 78. Сравнение молекулярного спектра поглощения вещества в газообразном (а) и жидком (б) состояниях.

вует возможным переходам молекул из одного состояния в другое.

Анализируя спектр поглощения вещества в газообразном состоянии, можно узнать структуру электронных, колебательных и вращательных уровней его молекул (рис. 77).

Исследования спектров поглощения вещества в твердом или жидком состоянии показали, что в них сохраняются полосы поглощения, соответствующие возбуждению электронных и колебательных уровней молекул, но тонкая структура вращательных уровней исчезает. Это значит, что вращательное движение молекул в жидкостях и твердых телах оказывается невозможным (рис. 78).

Комбинационное рассеяние света. Для исследования колебательных уровней молекул широко применение находит явление комбинационного рассеяния света, открытое в 1928 году советскими физиками Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом и независимо от них индийским физиком Ч. В. Раманом.

Явление комбинационного рассеяния света состоит в том, что при освещении вещества монохроматическим светом с частотой ν_0 в спектре рассеянного света наряду со спектральной линией с частотой ν_0 обнаруживаются дополнительные линии с частотами $\nu_0 - \nu_1$ и $\nu_0 + \nu_1$. Частота ν_1 является постоянной характеристикой вещества и равна одной из возможных частот колебаний молекул.

Возникновение спектра комбинационного рассеяния вещества объясняется следующим образом. Если фотон света с частотой ν_0 поглощается молекулой вещества, находящейся в невозбужденном состоянии, и вновь ею излучается, то при этом часть энергии фотона может быть израсходована на перевод молекулы в возбужденное состояние. При этом энергия фотона, рассеянного молекулой, уменьшается на величину $h\nu_1$, соответствующую возбужденному колебательному уровню молекулы ($h\nu = h\nu_0 - h\nu_1$), а частота рассеянного света уменьшается на ν_1 :

$$\nu = \nu_0 - \nu_1.$$

Если же фотон света с частотой ν_0 поглощается молекулой, находящейся на возбужденном колебательном уровне, которому соответствует энергия $h\nu_1$, то энергия рассеянного фотона может быть

больше энергии первичного фотона на эту величину ($h\nu = h\nu_0 + h\nu_1$). При этом для частоты рассеянного света получаем:

$$\nu = \nu_0 + \nu_1.$$

Так как большинство молекул вещества находится в нормальном состоянии, то в спектре комбинационного рассеяния обычно более интенсивной является линия, смещенная от основной в сторону красного конца спектра.

Для исследования спектров комбинационного рассеяния света необходимы монохроматические источники большой интенсивности. В последние годы для этой цели применяют лазеры. Спектр комбинационного рассеяния излучения лазера на рубине показан на внутренней стороне обложки (в конце книги).

§ 30. Ядерные спектры

Исследования атомных и молекулярных спектров доказывают квантовый характер внутриаомных и межатомных взаимодействий. Однако все рассмотренные до сих пор типы спектров относились только к электромагнитному взаимодействию частиц. Это — взаимодействие электронов в атомах с атомными ядрами и между собой, а также взаимодействие между атомами в молекулах и кристаллах. Но действуют ли квантовые законы в системах, связанных силами не электромагнитной природы? На этот вопрос дает ответ физика атомного ядра и элементарных частиц.

Внутри атомных ядер наряду с электромагнитными силами действуют ядерные силы, называемые еще сильным взаимодействием. Сильное взаимодействие не зависит от того, обладают ли частицы электрическим зарядом. Это взаимодействие совершенно иной физической природы.

Исследования свойств атомных ядер обнаружили, что, подобно атомам, ядра обладают дискретными энергетическими спектрами. Ядро, переведенное из основного состояния в возбужденное, самопроизвольно возвращается в состояние с минимальной энергией (основное состояние) за время порядка 10^{-14} — 10^{-16} сек. Избыток энергии при этом переходе испускается в виде кванта электромагнитного излучения, называемого гамма-квантом.

Гамма-фотоны отличаются от фотонов видимого света значительно большей энергией, а следовательно, и большей частотой. Это объясняется тем, что разность энергий между основным и первым возбужденным уровнями ядра выражается величиной порядка 1 Мэв, тогда как для внешней электронной оболочки атомов эта величина обычно не превышает 10 эв. Малое время жизни возбужденных состояний ядер ($\sim 10^{-14}$ сек) по сравнению со временем жизни возбужденных состояний атомов ($\sim 10^{-7}$ сек) и большая величина энергии гамма-квантов объясняется исключительно большой величиной ядерных сил.

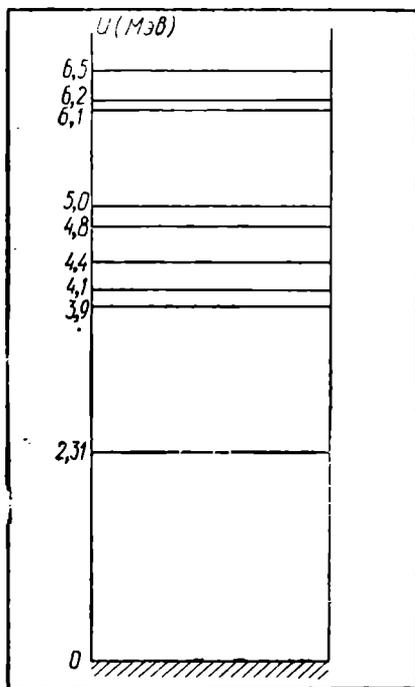


Рис. 79. Схема энергетических уровней ядра азота.

На рисунке 79 приведен пример схемы энергетических уровней ядра азота-14. Основной уровень на этой схеме отмечен штриховкой. Рисунок показывает, что общей тенденцией в расположении энергетических уровней является уменьшение расстояний между уровнями с увеличением энергии возбуждения. Для возбуждения атомных ядер и получения их спектров излучения можно использовать процессы неупругих столкновений быстрых заряженных частиц с атомными ядрами. Очевидно, что энергия частиц, которыми бомбардируется ядро, должна быть больше разности энергий между основным и возбужденными состояниями ядра. Так как эта энергия измеряется миллионами электрон-вольт, то частицы, используемые для бомбардировки атомных ядер с целью изучения их спектров, должны обладать энергиями в мил-

лионы электрон-вольт. Для получения пучков частиц с такими энергиями используются ускорители заряженных частиц.

Спектры большого числа атомных ядер удается исследовать более простым способом — путем изучения самопроизвольного распада ядер (радиоактивность).

Самопроизвольное превращение атомного ядра с порядковым номером Z и массовым числом A в ядро с порядковым номером $Z-2$ и массовым числом $A-4$ называется альфа-распадом. При альфа-распаде из ядра выбрасывается альфа-частица, состоящая из двух протонов и двух нейтронов. Иными словами, альфа-частица есть ядро атома гелия ${}^4_2\text{He}$ с массовым числом 4 и зарядом, равным двум элементарным зарядам. Способность к альфа-распаду наблюдается в основном у изотопов тяжелых элементов.

Если ядро, возникающее в результате альфа-распада, имеет возбужденные уровни, лежащие ниже основного уровня исходного ядра, то возможен переход ядра путем альфа-распада на один из них. Энергия альфа-частицы тем больше, чем на более низкий энергетический уровень совершается переход. Возбужденное ядро, образовавшееся в результате альфа-распада, за время порядка 10^{-14} сек переходит в нормальное состояние с испусканием одного или нескольких гамма-квантов. Таким образом, альфа-распад

часто сопровождается гамма-излучением. Гамма-кванты испускаются практически одновременно с испусканием альфа-частиц, но не исходным ядром, а ядром-продуктом. Изучение энергетического спектра альфа-частиц или гамма-квантов позволяет определить схему энергетических уровней ядра-продукта.

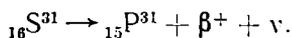
Пример схемы альфа-распада изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$ приведен на рисунке 80. Схема показывает, что при распаде изотопа урана 235 испускается три группы альфа-частиц с энергиями 4,58, 4,40 и 4,20 Мэв. По количеству альфа-частиц эти три группы неодинаковы и характеризуются следующим соотношением: 10,2%, 85,6%, 4,2%.

Возбужденные ядра возникают и при другом типе радиоактивного превращения атомных ядер — при бета-распаде.

Бета-распадом называется самопроизвольное превращение ядра с испусканием или поглощением одного электрона (или позитрона). Бета-распад с испусканием электрона происходит в результате превращения одного из нейтронов ядра в протон. Массовое число ядра при этом не меняется, а порядковый номер ядра-продукта увеличивается на единицу. Например, в результате бета-распада с испусканием электрона ядро кобальта с массовым числом 60 и атомным номером 27 превращается в ядро никеля с массовым числом, также равным 60, и атомным номером 28:



При бета-распаде с испусканием позитрона один из протонов ядра превращается в нейтрон. Массовое число ядра не меняется, а порядковый номер ядра-продукта уменьшается на единицу. Например,



Энергия, освобождающаяся при бета-распаде, одинаковая для всех ядер одного изотопа, распределяется между тремя частицами — электроном, нейтрино и ядром-продуктом. На долю электрона статистически в каждом конкретном случае бета-распада приходится большая или меньшая часть полной энергии бета-распада. Энергия бета-частицы (электрона) максимальна, когда энергия ней-

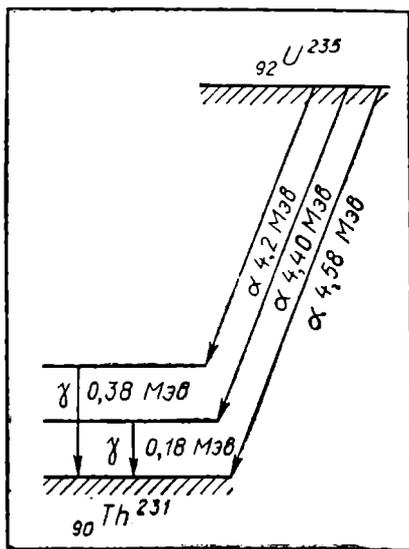


Рис. 80. Схема альфа-распада ядра изотопа урана-235.

трино равна нулю; когда же энергия нейтрино максимальна, энергия электрона равна нулю. Таким образом, энергетический спектр бета-частиц сплошной. Его обычно характеризуют максимальной энергией бета-частиц $E_{\beta\text{макс}}$. Пример бета-спектра приведен на рисунке 81.

Как и в случае альфа-распада, наличие возбужденных уровней ядра-продукта, лежащих ниже основного уровня исходного ядра, приводит к возникновению возбужденных ядер при бета-распаде. Например, при бета-распаде ядра кобальта-60 возникают возбужденные атомные ядра никеля-60. Переход возбужденного ядра никеля в основное состояние сопровождается испусканием двух гамма-квантов с энергиями 1,17 и 1,33 Мэв (рис. 82).

Эффект Мессбауэра. Из того факта, что спектры излучения атомных ядер возникают подобно спектрам излучения атомов и молекул, казалось почти очевидным, что атомные ядра, излучающие при переходе из возбужденного состояния в нормальное гамма-кванты с некоторой частотой ν , должны в нормальном состоянии избирательно поглощать такие же кванты. Резонансное поглощение гамма-кванта должно переводить ядро в возбужденное состояние подобно тому, как поглощение фотона света переводит в возбужденное состояние атом или молекулу. Однако попытки экспериментального обнаружения резонансного поглощения гамма-квантов такими же атомными ядрами, какими эти кванты излучались, долгое время были безрезультатными.

Отрицательные результаты опытов по обнаружению резонансного поглощения гамма-квантов имеют простое объяснение. Если

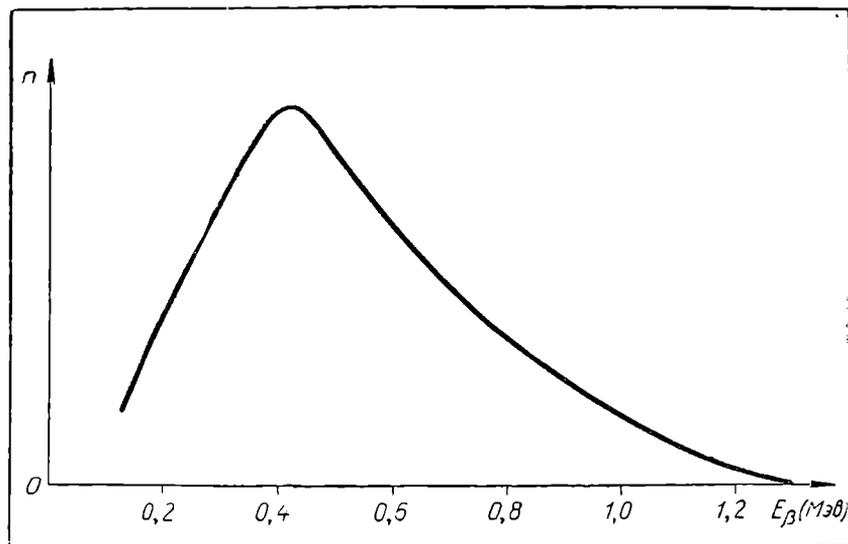


Рис. 81. Распределение бета-частиц по энергиям.

переход ядра из возбужденного состояния E_1 в нормальное состояние E_0 происходит путем излучения гамма-кванта, то энергия этого кванта не равна в точности разности энергий $E_1 - E_0$. По закону сохранения импульса при излучении гамма-кванта атомное ядро приобретает импульс, равный по величине импульсу излученного гамма-кванта и направленный в противоположную сторону. Ядро испытывает при излучении фотона отдачу, подобно орудью при выстреле. В связи с этим и освобожденная энергия распределяется между гамма-квантом и ядром. Следовательно, энергия фотона меньше разности $E_1 - E_0$ на величину кинетической энергии ядра, испытывшего отдачу:

$$h\nu = (E_1 - E_0) - K.$$

Понятно, что энергия этого гамма-кванта меньше энергии, необходимой для перевода такого же ядра из нормального состояния в возбужденное:

$$h\nu < E_1 - E_0.$$

Немецкий физик Р. Мессбауэр в 1958 году показал, что в некоторых кристаллах можно создать такие условия, при которых импульс отдачи при излучении гамма-кванта сообщается не отдельному ядру, а всему кристаллу в целом. При этом изменение кинетической энергии кристалла из-за большой его массы (по сравнению с массой одного ядра) приближается к нулю, а энергия излученного гамма-кванта оказывается почти в точности равной разности $E_1 - E_0$. При пропускании пучка таких гамма-квантов через образец, содержащий атомные ядра того же изотопа, наблюдается резонансное поглощение.

Замечательной особенностью эффекта Мессбауэра является необычайно малая ширина спектральной линии поглощения, т. е. узость резонансного пика поглощения. Например, при использовании изотопа железа Fe^{57} резонанс нарушается при изменении частоты гамма-кванта на величину $\Delta\nu$, составляющую 10^{-15} от его частоты ν :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 10^{-15}.$$

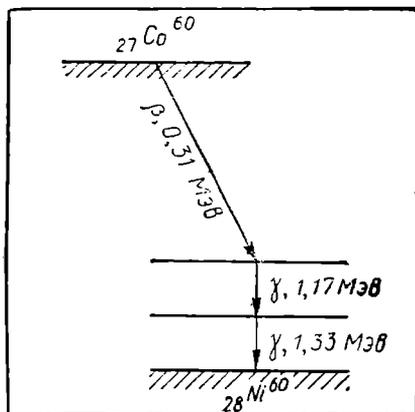


Рис. 82. Схема бета-распада ядра кобальта-60.

Это значит, что появляется возможность зарегистрировать изменение энергии гамма-кванта на величину, составляющую 10^{-15} от ее первоначального значения!

Использование эффекта Мессбауэра позволило осуществить один из самых тонких экспериментов современной физики — обнаружение гравитационного красного смещения спектральных линий. Существование гравитационного красного смещения предсказано общей теорией относительности. Приводим здесь упрощенное объяснение этого эффекта, основанное на использовании закона взаимосвязи массы и энергии.

Гамма-фотон с энергией $h\nu$ обладает массой

$$m = \frac{h\nu}{c^2}.$$

При его перемещении в поле тяготения Земли вверх на высоту H совершается работа $A = mgH$, в результате чего энергия фотона убывает на величину

$$\Delta E = mgH = \frac{h\nu gH}{c^2}.$$

Этому убыванию энергии соответствует уменьшение частоты:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{h\nu gH}{c^2 h} = \frac{\nu gH}{c^2}.$$

Отсюда определяется относительное изменение частоты кванта:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{gH}{c^2}.$$

Для $H = 20$ м получаем:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{9,81 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-2} \cdot 20 \text{ м}}{9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2 \cdot \text{сек}^{-2}} \approx 2 \cdot 10^{-15}.$$

Таким образом, при движении вертикально вверх на высоту 20 м частота любого фотона убывает на $2 \cdot 10^{-15}$ от своего первоначального значения. И столь малое изменение частоты тем не менее удалось экспериментально обнаружить в 1960 году путем использования резонансного поглощения гамма-лучей в ядрах изотопа Fe^{57} .

§ 31. Элементарные частицы

Открытие электрона. Один из первых экспериментальных фактов, свидетельствующих о сложности атомов, о существовании у них внутренней структуры электрической природы, был установлен М. Фарадеем. На основании опытов по электролизу различных солей и других соединений можно было с уверенностью утверждать, что электрические заряды имеются в атомах всех элементов. Однако надо было выяснить, что представляет собой электричество, является ли оно непрерывной субстанцией или в при-

роде существуют «атомы электричества», неделимые, как и атомы вещества.

Так как при электролизе одинаковое количество атомов любого одновалентного элемента всегда переносит одно и то же количество электричества, можно было предположить, что в природе существует «атом электричества» e , одинаковый в атомах всех элементов.

Этот заряд e получил название элементарного заряда. В 1891 году ирландский физик Стоней предложил для него название «электрон».

Решающие эксперименты, доказавшие реальность существования электронов, были выполнены английским физиком Дж. Дж. Томсоном в 1899 году. Он писал: «После длительного обсуждения эксперимента оказалось, что мне не избежать следующих заключений:

1. Что атомы не неделимы, так как из них могут быть вырваны отрицательно заряженные частицы под действием электрических сил, удара быстродвижущихся частиц, ультрафиолетового света или тепла.

2. Что эти частицы все одинаковой массы, несут одинаковый заряд отрицательного электричества, от какого бы рода атомов они ни происходили, и являются компонентами всех атомов.

3. Массы этих частиц меньше, чем одна тысячная массы атома водорода.

Я вначале назвал эти частицы корпускулами, но они теперь называются более подходящим именем — «электрон».

Первые изменения величины заряда одиночного электрона были проведены американским физиком Р. Милликеном в 1909 году.

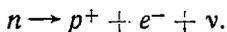
После измерения заряда электрона стала известна и его масса m , так как отношение заряда электрона к его массе $\frac{e}{m}$ было измерено ранее в опытах Дж. Дж. Томсона. Масса электрона равна $9,109558 \cdot 10^{-31}$ кг, что составляет примерно $1/1837$ долю массы самого легкого из атомов — атома водорода.

Нуклоны. Изучение структуры и свойств атомных ядер привело к открытию еще двух частиц — протона и нейтрона. Протон имеет положительный элементарный заряд и обладает массой $1,672614 \cdot 10^{-27}$ кг, или $1,0072766$ а. е. м. Нейтрон — незаряженная частица с массой, равной $1,674920 \cdot 10^{-27}$ кг, или $1,0086652$ а. е. м.

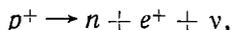
Во взаимодействиях между собой и с другими частицами протон и нейтрон (если исключить кулоновское взаимодействие) совершенно неразличимы. Поэтому во многих случаях их рассматривают как одну частицу (нуклон) с электрическим зарядом или без него.

Частицы, из которых построены атомы, после их открытия на первых порах считались последними «кирпичиками» вещества, не способными ни к каким изменениям и превращениям. Поэтому их называли элементарными частицами. Однако от такой простой картины мира вскоре пришлось отказаться. Одна из трех частиц,

входящих в состав атома, — нейтрон — в свободном состоянии оказалась неустойчивой. Свободный нейтрон самопроизвольно распадается на три частицы — протон, электрон и нейтрино:

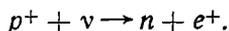


Явление распада нейтрона называется бета-распадом. Среднее время жизни свободного нейтрона равно примерно 16 мин. Испускаемая при бета-распаде особая частица — нейтрино — не имеет электрического заряда, масса покоя ее равна нулю, а скорость движения равна скорости света в вакууме. Протон, электрон и нейтрино являются стабильными частицами. Однако считать их «настоящими» элементарными частицами, а нейтрон «не настоящей» элементарной частицей оказывается невозможным. Каждая из этих трех частиц при взаимодействии с другими частицами или атомными ядрами может испытывать превращение в другие частицы. Например, протон, взаимодействуя с другим протоном и имея в результате этого взаимодействия избыточную энергию и массу, может распадаться по следующей схеме:



где e^+ — позитрон (частица с массой электрона, но обладающая положительным элементарным зарядом).

При столкновении нейтрино с протоном может произойти превращение:



Таким образом, элементарные частицы оказались взаимопревращаемыми.

В настоящее время элементарными частицами принято называть частицы, не состоящие из других известных частиц. Атом водорода, например, не является элементарной частицей; это система из двух элементарных частиц — протона и электрона. Нейтрон является элементарной частицей, так как он не состоит из протона, электрона и нейтрино. Эти частицы возникают в момент распада нейтрона, подобно тому как при переходе атома из возбужденного состояния в нормальное возникает фотон.

Количество элементарных частиц, открытых к настоящему времени, исчисляется сотнями, поэтому задача приведения их в систему является очень трудной и важной. Эта задача во многом сходна с той, которая стояла перед физиками и химиками в отношении химических элементов и была блестяще решена Д. И. Менделеевым открытием периодической системы.

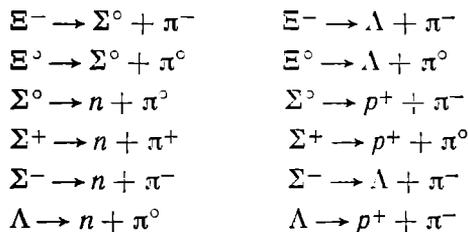
Открытие основных законов, определяющих возможность существования именно тех элементарных частиц, какие наблюдаются в природе, и предсказание основных параметров еще неоткрытых частиц является важнейшей задачей теории.

Кварки. Одной из интересных гипотез, объясняющей многие закономерности в мире элементарных частиц, является гипотеза

о существовании кварков, высказанная в 1964 году американским физиком Гелл-Маном. Согласно этой гипотезе все тяжелые элементарные частицы, называемые адронами, построены из трех кварков и трех антикварков, соединяющихся между собой в различных комбинациях. Каждый барион состоит из трех кварков, антибарион — из трех антикварков. Мезоны состоят из пар «кварк—антикварк».

В настоящее время неизвестно ни одного экспериментального или теоретического факта, опровергающего гипотезу о существовании кварков. С принятием этой гипотезы элементарные частицы приводятся в стройную систему. Однако теоретически предсказанные кварки пока экспериментально не обнаружены, вероятные же их свойства весьма необычны. Электрический заряд кварков должен выражаться дробными числами; один из них имеет положительный заряд, равный $2/3$ элементарного заряда, а два других — отрицательные заряды, каждый из которых составляет $1/3$ элементарного заряда. Это кажется особенно странным, так как до сих пор электрические заряды меньше элементарного не были обнаружены.

Спектры элементарных частиц. Теория кварков и другие теории позволяют более или менее успешно объяснить свойства элементарных частиц. Тем не менее весьма интересным является еще один подход к проблеме систематики элементарных частиц. Он основан на том факте, что, хотя все гипероны отличаются друг от друга по многим физическим параметрам (массе, электрическому заряду, спину), у них все же есть одно общее свойство: каждый барион после испускания одного или нескольких мезонов превращается в нуклон, т. е. в протон или нейтрон! Уравнения таких превращений записываются так:



Так как мезоны являются квантами ядерного поля, можно процесс распада гиперона рассматривать как процесс перехода нуклона из возбужденного состояния в нормальное с испусканием кванта ядерного поля.

При таком подходе к проблеме снимается вопрос о большом количестве элементарных частиц. Из всех барионов действительно элементарными тогда следует считать только нуклоны, а все остальные, более тяжелые частицы рассматривать как возбужденные состояния нуклона.

Задача построения системы элементарных частиц в этом случае заменяется задачей изучения и расчета спектров возбужденных состояний небольшого числа частиц.

На рисунке 83 представлена группа барионов, расположенных в общепринятой системе. На рисунке же 84 та же группа частиц представлена как система возбужденных состояний двух «настоящих» элементарных частиц — протона и нейтрона.

§ 32. Частицы и волны

Квантовая природа света. Волновые свойства света, обнаруживаемые в явлениях интерференции и дифракции, и корпускулярные свойства света, проявляющиеся при фотоэффекте и эффекте Комптона, кажутся взаимно исключающими друг друга.

Однако такие противоречия существовали лишь в классической физике. Квантовая теория полностью объясняет с единых позиций все свойства света. Характерной чертой квантовой теории света является объяснение всех явлений, в том числе и тех, которые ранее казались объяснимыми лишь с позиций волновой теории. Например, явления интерференции и дифракции света квантовая теория описывает как результат перераспределения фотонов в пространстве.

Распределение фотонов в пучках света при интерференции и дифракции описывается статистическими законами, дающими те же результаты, что и волновая теория. Однако торжество современной квантовой теории в объяснении всех световых явлений не означает, что никаких волн в природе нет.

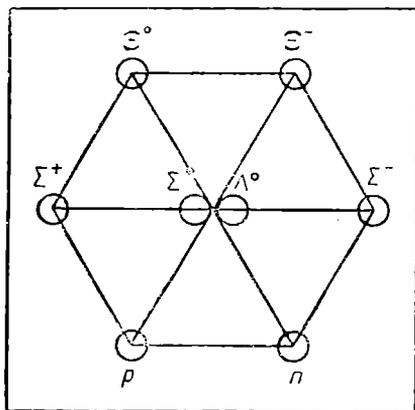


Рис. 83. Группа элементарных частиц барионов.

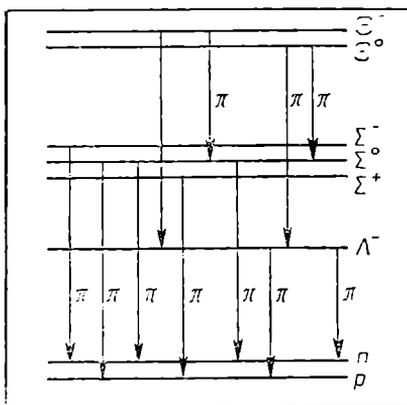


Рис. 84. Барноны как возбужденные состояния нуклонов.

Волновые свойства электрона. Полному отказу от волновых представлений о природе света препятствует не только сила традиции, удобство волновой теории и трудность современной квантовой теории. Есть и более серьезная причина. В 1924 году французский физик Луи де Бройль впервые высказал идею, согласно которой одновременное проявление корпускулярных и волновых свойств присуще не только свету, но и любому другому материальному объекту. Эта идея была лишь теоретической гипотезой, так как в то время наука не располагала экспериментальными фактами, которые бы подтверждали существование волновых свойств у элементарных частиц и атомов. В этом заключалось существенное отличие гипотезы де Бройля о волновых свойствах частиц от гипотезы Эйнштейна о существовании фотонов света, выдвинутой им после открытия явления фотоэффекта.

Гипотеза де Бройля о существовании волн материи была детально разработана, и полученные из нее следствия могли быть подвергнуты экспериментальной проверке. Основное предположение де Бройля заключалось в том, что любой материальный объект обладает волновыми свойствами и длина волны связана с его импульсом таким же соотношением, каким связаны между собой длина световой волны и импульс фотона. Найдем выражение, связывающее импульс фотона p с длиной волны света λ . Импульс фотона определяется формулой

$$p = mc. \quad (32.1)$$

Из уравнения

$$E = mc^2 = h\nu \quad (32.2)$$

можно определить массу фотона:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (32.3)$$

Учитывая это, можно формулу (32.1) преобразовать так:

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (32.4)$$

Отсюда получаем для длины световой волны формулу

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (32.5)$$

Если это выражение справедливо, как предположил де Бройль, для любого материального объекта, то длина волны тела с массой m , движущегося со скоростью v , может быть найдена так:

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (32.6)$$

Первое экспериментальное подтверждение гипотезы де Бройля получили в 1927 году независимо друг от друга Дэвиссон и Джермер в США и Дж. П. Томсон в Англии. В их опытах

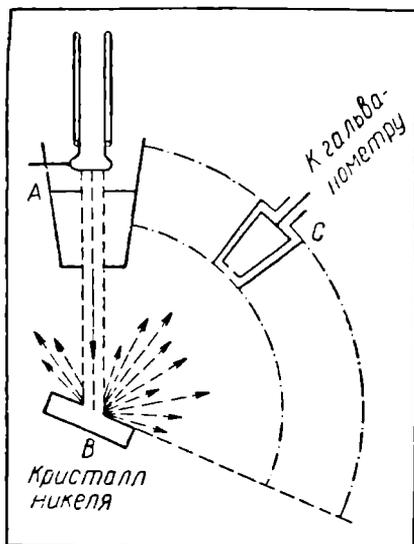


Рис. 85. Схема опыта по обнаружению дифракции электронов.

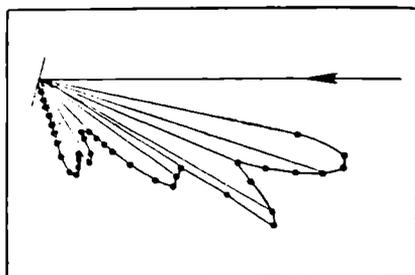


Рис. 86. Зависимость интенсивности отраженного пучка электронов от угла.

исследовалось явление отражения электронов от поверхности кристаллов. Для этого в вакууме электронный пучок направлялся на поверхность кристалла, а отраженные электроны регистрировались специальным приемником (рис. 85). Опыт обнаружил сложную зависимость интенсивности отраженного пучка от угла (рис. 86), и эту зависимость не удавалось объяснить на основе представлений об электронах как частицах. Расчет на основе представлений об электронах как волнах с длиной волны, определяемой уравнением (32.6), позволил полностью объяснить результаты опытов как следствие явления дифракции электронов на атомах кристаллической решетки.

Последующие эксперименты полностью подтвердили правильность гипотезы де Бройля и возможность использования уравнения (32.6) для расчета длины волны, связанной с любым материальным объектом. Обнаружена дифракция не только элементарных частиц (электрон, протон, нейтрон), но и атомов.

Выполнив расчеты длины дебройлевской волны для различных материальных объектов, можно понять, почему мы не замечаем в повседневной жизни

волновых свойств окружающих нас тел. Их длины волн оказываются столь малыми, что проявление волновых свойств невозможно обнаружить. Так, для пули массой 10 г, движущейся со скоростью 660 м/сек, длина дебройлевской волны

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{сек}}{10^{-2} \text{ кг} \cdot 660 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}} \approx 10^{-34} \text{ м}.$$

Дифракция электронов на решетке кристалла никеля становится заметной лишь при таких скоростях движения электронов, при которых их дебройлевская длина волны становится сравнимой с

постоянной решетки. При этом условии дифракционная картина, получаемая от электронного пучка, становится подобной картине дифракции пучка рентгеновских лучей с такой же длиной волны.

Гипотеза де Бройля и атом Бора. Гипотеза о волновой природе электрона позволила дать принципиально новое объяснение стационарным состояниям в атомах. Для того чтобы понять это объяснение, выполним сначала расчет длины дебройлевской волны электрона, движущегося по первой разрешенной круговой орбите в атоме водорода. Подставив в уравнение (32.6) выражение для скорости электрона на первой круговой орбите (26.12), получим:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{2\pi r_1 m h}{mh} = 2\pi r_1. \quad (32.7)$$

Это значит, что в атоме водорода, находящемся в первом стационарном состоянии, длина дебройлевской волны электрона в точности равна длине его круговой орбиты! Для любой другой орбиты с порядковым номером n получаем:

$$n\lambda = 2\pi r_n. \quad (32.8)$$

Мы получили условие возникновения стоячих волн. Этот результат позволяет выразить постулат Бора о стационарных состояниях в такой форме: электрон вращается вокруг ядра неопределенно долго, не излучая энергии, если на его орбите укладывается целое число длин волн де Бройля.

Механической моделью электронной обложки по де Бройлю может служить упругий обруч, в котором возбуждаются стоячие волны (рис. 87).

Такая формулировка постулата Бора соединяет в себе одновременно утверждение о наличии у электрона волновых и корпускулярных свойств, отражая его двойственную природу. Соединение волновых и корпускулярных свойств в этом постулате происходит

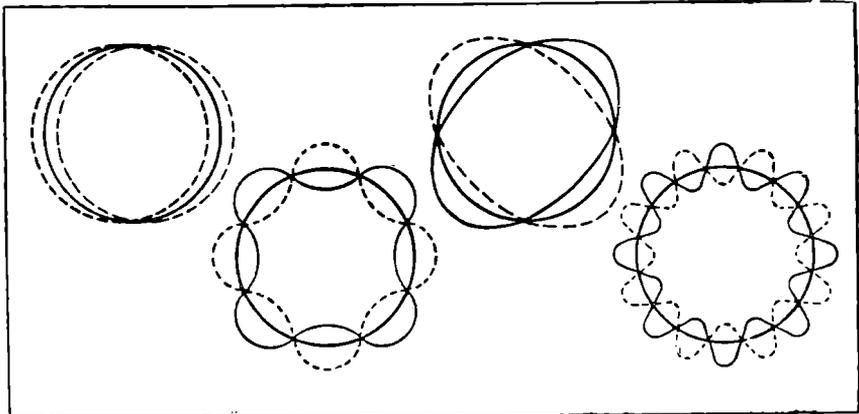


Рис. 87. Стоячие механические волны на упругом обруче.

потому, что при расчете длины волны электрона λ используется скорость v , полученная при расчете движения электрона как заряженной частицы по круговой орбите радиуса r .

Взаимные превращения света и вещества. Глубокое единство двух различных форм материи — вещества в виде различных элементарных частиц и электромагнитного поля в виде фотонов — обнаруживается не только в двойственной корпускулярно-волновой природе всех материальных объектов, но главным образом в том, что все известные частицы и фотоны взаимно превращаемы.

Самый известный пример взаимных превращений частиц—это превращение пары электрон — позитрон в два или три гамма-кванта. Этот процесс наблюдается при каждой встрече электрона с позитроном и называется аннигиляцией (т. е. исчезновением). При аннигиляции строго выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда (электрон и позитрон обладают равными зарядами противоположного знака), но материя в форме частиц вещества исчезает, превращаясь в материю в форме электромагнитного излучения.

Процесс, обратный аннигиляции, наблюдается при взаимодействии гамма-квантов с атомными ядрами. Гамма-квант, энергия которого превышает энергию покоя $E_0 = 2m_0c^2$ пары электрон—позитрон, может превратиться в такую пару.

Если энергия гамма-кванта превышает удвоенную энергию покоя протона, то гамма-квант может превратиться в пару протон—антипротон. Протон и антипротон при встрече аннигилируют, превращаясь сначала в мезоны, а затем в фотоны.

Каждая известная частица имеет свою античастицу и при встрече с ней может превратиться в электромагнитное излучение. С другой стороны, фотоны достаточно высокой энергии могут превратиться в любую известную частицу в паре с ее античастицей.

Таким образом, материя не только многообразна в своих формах, но и едина в своей сущности. Разделение материальных объектов на отдельные группы и виды условно и относительно.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит гипотеза де Бройля?
2. Какие экспериментальные факты доказывают существование волновых свойств у частиц вещества?
3. Каким образом постулат о существовании стационарных состояний в формулировке де Бройля отражает двойственную природу электрона.
4. Что такое аннигиляция вещества?

§ 33. Примеры решения задач

Задача 1. Определите температуру поверхности Солнца, если известно, что на площадку в 1 м^2 , перпендикулярную солнечным лучам, на границе земной атмосферы приходит поток солнечного излучения мощностью $\omega_0 = 1,37 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^2$. Излучение Солнца считать близким к излучению черного тела.

Решение. Мощность теплового излучения, испускаемого единицей поверхности черного тела, определяется законом Стефана — Больцмана:

$$\omega = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ вт/м}^2 \text{ град}^4$.

Отсюда

$$T = \sqrt[4]{\frac{\omega}{\sigma}}.$$

Для определения величины ω надо полную мощность W излучения Солнца разделить на площадь его поверхности:

$$\omega = \frac{W}{S_1} = \frac{E}{4\pi R_1^2},$$

где R_1 — радиус Солнца.

Величину полной мощности излучения Солнца определим из выражения

$$W = \omega_0 S,$$

где S — поверхность сферы, имеющей радиус R_2 , равный расстоянию от Солнца до Земли. Так как $S = 4\pi R_2^2$, то

$$W = \omega_0 4\pi R_2^2.$$

Следовательно,

$$T = \sqrt[4]{\frac{\omega_0 4\pi R_2^2}{\sigma 4\pi R_1^2}} = \sqrt[4]{\frac{\omega_0 R_2^2}{\sigma R_1^2}}.$$

Подставляя значения входящих в эту формулу величин, получим:

$$T = \sqrt[4]{\frac{1,37 \cdot 10^3 \text{ вт/м}^2 (1,5 \cdot 10^{11} \text{ м})^2}{5,67 \cdot 10^{-8} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{град}^4 (6,95 \cdot 10^8 \text{ м})^2}} = 5800^\circ \text{ К}.$$

Задача 2. Рассчитайте пять первых разрешенных круговых борозских орбит электрона в атоме водорода и значения энергии атома водорода в соответствующих им стационарных состояниях. Начертите в условно выбранном масштабе эти орбиты.

Определите все возможные частоты и длины волн излучения атома водорода при переходах между рассчитанными энергетическими уровнями и сравните полученные результаты с табличными. Начертите схему энергетических уровней атома и изобразите возможные переходы между ними.

Решение. Подставляя значения величин в выражение (26.13)

$$r = \frac{h^2 \epsilon_0}{m e^2 \pi} n^2,$$

для радиусов разрешенных круговых орбит в атоме водорода получим:

$$r_1 \approx \frac{(6,625 \cdot 10^{-34} \text{ дж} \cdot \text{сек})^2 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ к/}(н \cdot \text{м}^2)}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к})^2 \pi} \approx 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м},$$

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 \cdot 2^2 \approx 2,12 \cdot 10^{-10} \text{ м}, & r_4 &= r_1 \cdot 4^2 \approx 8,48 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \\ r_3 &= r_1 \cdot 3^2 \approx 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ м}, & r_5 &= r_1 \cdot 5^2 \approx 13,25 \cdot 10^{-10} \text{ м}. \end{aligned}$$

Соответствующие этим орбитам значения энергии атома водорода рассчитаем по формуле

$$E = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2}.$$

Подставив значения величин, получаем:

$$E_1 = -\frac{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^4}{8 [8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/(\text{Н} \cdot \text{М}^2)]^2 (6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{сек})^2} \cdot 1 =$$

$$= 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -13,6 \text{ эВ},$$

$$E_2 = E_1 \cdot \frac{1}{2^2} = -0,545 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -3,4 \text{ эВ},$$

$$E_3 = E_1 \cdot \frac{1}{3^2} = -0,242 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -1,51 \text{ эВ},$$

$$E_4 = E_1 \cdot \frac{1}{4^2} = -0,136 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -0,85 \text{ эВ},$$

$$E_5 = E_1 \cdot \frac{1}{5^2} = -0,0874 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -0,544 \text{ эВ}.$$

Переход между энергетическими состояниями m и n (рис. 88) сопровождается излучением фотона $h\nu_{mn} = E_m - E_n$.

Отсюда

$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h}.$$

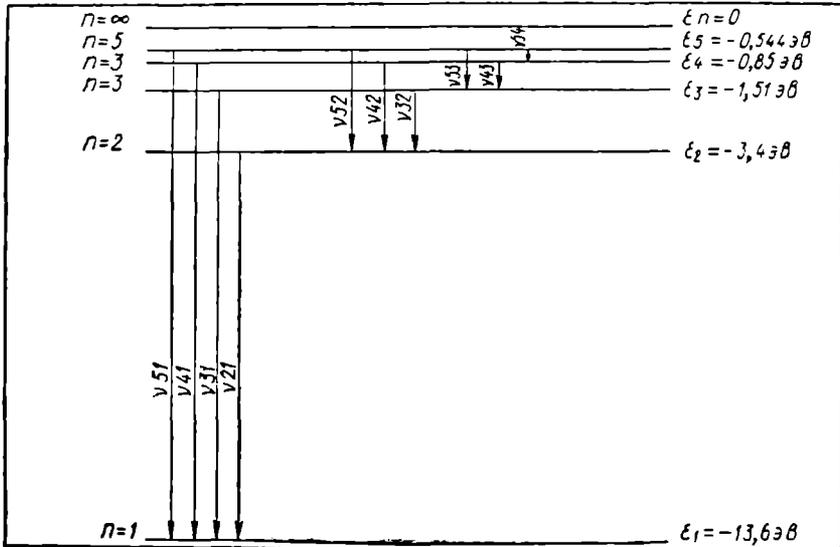


Рис. 88. К задаче 2.

Подставляя в эту формулу полученные числовые значения для E_1, E_2, E_3, E_4 и E_5 , получаем:

$$\nu_{51} = \frac{E_5 - E_1}{h} = 3,16 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

$$\nu_{41} = \frac{E_4 - E_1}{h} = 3,08 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

$$\nu_{31} = \frac{E_3 - E_1}{h} = 2,92 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} = 2,46 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

Остальные частоты можно рассчитать аналогичным образом или используя следующий прием:

$$\begin{aligned} \nu_{52} &= \frac{E_5 - E_2}{h} = \frac{E_5 - E_2 + E_1 - E_1}{h} = \frac{E_5 - E_1}{h} - \frac{E_2 - E_1}{h} = \\ &= \nu_{51} - \nu_{21} \approx 0,7 \cdot 10^{15} \text{ гц.} \end{aligned}$$

Аналогично

$$\nu_{42} = \nu_{41} - \nu_{21} = 0,62 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

$$\nu_{32} = \nu_{31} - \nu_{21} = 0,46 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

$$\nu_{53} = \nu_{51} - \nu_{31} = 0,24 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

$$\nu_{43} = \nu_{41} - \nu_{31} = 0,16 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

$$\nu_{54} = \nu_{51} - \nu_{41} = 0,074 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

По известным частотам излучения получаем значения длин волн

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

$$\lambda_{51} = 0,95 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{42} = 4,86 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{41} = 0,975 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{32} = 6,56 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{31} = 1,03 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{53} = 12,5 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{21} = 1,22 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{43} = 18,8 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{52} = 4,34 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

$$\lambda_{54} = 40,5 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

При проведении расчетов мы ограничивались тремя значащими цифрами. Сравнение полученных значений с табличными данными для длин волн показывает полное совпадение в пределах точности расчетов.

Задача 3. Докажите, что свободный электрон не может поглотить квант света.

Решение. Предположим, что электрон, покоящийся в данной системе отсчета, поглотил световой квант с энергией $\epsilon = h\nu$. В этом случае его скорость можно определить, применив закон сохранения энергии:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} - 0 = \frac{mv^2}{2},$$

$$v = \sqrt{\frac{2h\nu}{m}}.$$

С другой стороны, при поглощении светового кванта должен выполняться закон сохранения импульса. Вычисления, выполненные на основе использования этого закона, дают другое значение для скорости электрона:

$$\frac{h\nu}{c} = mv - 0 = mv.$$

$$v = \frac{h\nu}{mc}.$$

Следовательно, свободный электрон не может поглотить световой квант, так как в этом случае не могут одновременно выполняться закон сохранения импульса и закон сохранения энергии.

У п р а ж н е н и е 3

1. Принимая, что излучение Солнца подчиняется законам излучения абсолютно черного тела с температурой поверхности $T = 5800^\circ \text{K}$, определите полную энергию, излучаемую Солнцем за 1 сек. Определите длину волны, на которую приходится максимум теплового излучения в спектре Солнца.

2. Через сколько времени масса Солнца уменьшилась бы вдвое за счет излучения света, если бы мощность его излучения оставалась постоянной!

3. Во сколько раз увеличивается мощность излучения черного тела при изменении его температуры от 500 до 1000°K !

Определите длины волн, на которые приходится максимум энергии излучения при этих температурах.

4. Определите красную границу фотоэффекта для цезия. Какую максимальную скорость могут приобрести электроны, вылетевшие с поверхности цезия при освещении его светом с длиной волны $\lambda = 4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$? Работу выхода для цезия принять равной $A = 1,9 \text{ эВ}$.

5. Определите работу выхода электрона с поверхности фотокатода и красную границу фотоэффекта, если при облучении фотоэлемента светом с частотой $1,6 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ фототок прекращается при запирающем напряжении $u = 4,1 \text{ в}$.

6. Докажите, что видимая область спектра излучения атома водорода возникает только при переходах электронов с любых энергетических уровней выше второго на второй энергетический уровень.

7. Определите наименьшую скорость электрона, чтобы при его столкновении с атомом водорода мог произойти переход атома из первого стационарного состояния во второе.

8. Определите частоту света, излучаемого однократно ионизированным атомом гелия при переходе электрона со второй боровской орбиты на первую.

9. Определите потенциал ионизации для однократно ионизированного гелия и двукратно ионизированного лития.

10. В опытах, осуществленных впервые Франком и Герцем, электрон при столкновении с нейтральными атомами ртути переводит их в возбужден-

ное состояние только в том случае, если его энергия не меньше 4,9 эв. Рассчитайте длину волны, излучаемой при переходе возбужденных атомов ртути в нормальное состояние.

11. Определите коротковолновую границу рентгеновского спектра для случая, когда к рентгеновской трубке приложено напряжение 50 кв.

12. Рентгеновский фотон с частотой $\nu = 1,5 \cdot 10^{19}$ гц испытывает комптоновское рассеяние под углом $\varphi = 60^\circ$. Определите изменение длины волны рентгеновского излучения, импульс и энергию рассеянного фотона.

13. С какой скоростью должен двигаться электрон, чтобы соответствующая ему волна де Бройля имела длину, равную: 1) длине волны света зеленого цвета ($\lambda_1 = 5,5 \cdot 10^{-7}$ м), 2) длине волны рентгеновского излучения ($\lambda_2 = 1,2 \cdot 10^{-11}$ м)?

Какую разность потенциалов электрического поля необходимо приложить, чтобы разогнать электрон до этой скорости!

ЛИТЕРАТУРА ДЛЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЧТЕНИЯ

1. Андраде Ж. Л., Силва Э., Лошак Ж. Поля, частицы, кванты. М., «Наука», 1972.
2. Басов Н. Г. Полупроводниковые лазеры. «Наука и человечество». М., «Знание», 1965.
3. Басов Н. Г., Крохин О. Н. Лазеры и проблема управляемого термоядерного синтеза. — Сб. «Будущее науки». М., «Знание», 1972.
4. Блудов М. И. Беседы по физике. Ч. III. «Просвещение», 1970.
5. де Бройль Луи. Революция в физике. М., Атомиздат, 1965.
6. Вавилов С. И. Собр. соч. Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1956.
7. Карлов Н. В., Прохоров А. М. Лазеры. «Квант», 1970, № 1.
8. Карлов Н. В., Прохоров А. М. Лазеры и научно-технический прогресс. — Сб. «Будущее науки». М., «Знание», 1971.
9. Клайн Б. В поисках. М., Атомиздат, 1971.
10. Купер Л. Физика для всех. Т. I. М., «Мир», 1973.
11. Липсон Г. Великие эксперименты в физике. М., «Мир», 1972.
12. Мухин К. Н. Занимательная ядерная физика. М., Атомиздат, 1972.
13. Познание продолжается. М., «Просвещение», 1970.
14. Радунская И. Превращения гиперболоида инженера Гарина. М., «Молодая гвардия», 1966.
15. Ратнер Б. С. Атом излучает кванты. «Квант», 1972, № 7.
16. Рыдник В. И. Что такое квантовая механика? М., «Советская Россия», 1963.
17. Смородинский Я. А. Рассказ о кванте. «Квант», 1970, № 1.
18. Смородинский Я. А. Законы и парадоксы элементарных частиц. — Сб. «Физика наших дней». М., «Знание», 1972.
19. Соболев Н. Лазеры и их будущее. М., Атомиздат, 1968.
20. Тригг Дж. Решающие эксперименты в современной физике. М., «Мир», 1974.
21. Томсон Д. Дух науки. М., «Знание», 1970.
22. Фабрикант В. А. Луч идет в космос. М., «Знание», 1961.
23. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 3. М., «Мир», 1965.
24. Физика, ч. II. Под ред. Ахматова А. С. М., «Наука», 1973.
25. Франкфурт У. И., Френк А. М. Физика наших дней. М., «Наука», 1971.
26. Хазен А. М. Современная электроника. М., «Просвещение», 1970.
27. Яворский Б. М., Пинский А. А. Основы физики, т. 2. М., «Наука», 1972.

1. Проверка закона Ома для цепи переменного тока

Оборудование: резистор 15 — 20 ом, конденсатор бумажный 6 мкФ, катушка школьного разборного электромагнита, амперметр переменного тока на 0,5 а, вольтметр переменного тока на 10 в, генератор звуковой.

В цепи переменного тока, состоящей из последовательно включенных резистора R , конденсатора C и катушки индуктивности L , эффективное значение силы тока определяется формулой:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}},$$

где U — действующее значение напряжения, I — действующее значение силы тока в цепи.

Работа состоит в проверке этой формулы.

Последовательность выполнения работы

1. Составьте электрическую цепь по схеме, изображенной на рисунке 7.

2. После проверки правильности соединения элементов схемы включите звуковой генератор. Частоту колебаний напряжения на выходе генератора установите равной 1000 гц. Изменяя величину подаваемого напряжения, установите силу тока в цепи 0,2 а. Измерьте общее напряжение U и напряжения U_R , U_L и U_C на отдельных элементах цепи.

3. Зная напряжения U_L на катушке индуктивности, напряжение U_R на резисторе и силу тока в цепи I , вычислите индуктивное сопротивление R_L катушки и электрическое сопротивление R резистора. Емкостное сопротивление R_C конденсатора вычислите по известным значениям его емкости C и частоты переменного тока ω . По известным значениям общего напряжения U и сопротивлений R , R_L и R_C вычислите силу тока в цепи I_T .

4. Такие же измерения и вычисления сделайте на частоте 2000 гц.

5. Оцените относительную ошибку в определении силы тока. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу.

ν (гц)	I_3 (а)	U (в)	R (ом)	U_R (в)	C_1 $\times 10^{-6}\phi$	R_C (ом)	U_C (в)	U_L (в)	R_L (ом)	Z (ом)	I_T (а)	$\frac{I_3 - I_T}{I_3} \cdot 100\%$
1000	0,2											
2000	0,2											

Контрольные вопросы

1. Почему эффективное напряжение на концах последовательной цепи из R , L и C не равно сумме эффективных напряжений на отдельных ее элементах!

2. Выполняется ли в последовательной цепи переменного тока равенство

$$u = u_R + u_C + u_L$$

для мгновенных значений напряжений!

2. Изучение резонанса в электрических цепях

Оборудование: резистор 15—20 ом, конденсатор бумажный 6 мкф, катушка школьного разборного электромагнита, амперметр переменного тока на 0,5 а, вольтметр переменного тока на 10 в, генератор звуковой.

В этой работе изучается явление резонанса в цепи, состоящей из последовательно включенных элементов R , L и C .

Последовательность выполнения работы

1. Соберите электрическую цепь по схеме (см. рис. 7). Включив звуковой генератор, установите на его выходе напряжение 5 в.

2. Изменяя частоту переменного напряжения от 100 до 3000 гц ступенями по 100 гц, снимите показания амперметра, поддерживая величину напряжения постоянной.

3. Удалите из цепи резистор R и повторите измерения.

4. По результатам измерений постройте резонансные кривые и определите резонансную частоту контура ν_{03} .

5. По известным значениям величины емкости конденсатора C и индуктивности катушки L вычислите резонансную частоту контура ν_{0T} , используя выражение (5.7). Оцените относительную ошибку для расчетного значения резонансной частоты

$$\frac{\nu_{03} - \nu_{0T}}{\nu_{03}} \cdot 100\%.$$

6. По известным значениям сопротивления резистора R , емкости конденсатора C и индуктивности катушки L вычислите добротность колебательного контура при включенном резисторе R :

$$Q = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R}.$$

7. Измерьте полное напряжение U и напряжение $U_{\text{рез}}$ на катушке при наступлении резонанса в контуре. Эти измерения проделайте при включенном резисторе R и без него. Определите добротность контура в обоих случаях по формуле

$$Q = \frac{U_{\text{рез}}}{U}$$

8. Вычислите активное сопротивление R контура при исключении из него резистора по формуле:

$$R = \frac{\rho}{Q}.$$

Контрольные вопросы

1. Почему резонанс в последовательной цепи переменного тока называется резонансом напряжений!

2. Какие физические величины при наступлении резонанса в последовательной цепи переменного тона принимают максимальные значения и какие — минимальные! Объясните происхождение этих максимумов и минимумов.

3. Изучение генератора негармонических колебаний

Оборудование: неоновая лампа типа 4-ТН-02, резистор постоянный на 2 *Мом*, резистор переменный на 500 *ком*, конденсатор на 1000 *пф*, вольтметр постоянного тока на 200 *в*, батарея анодная сухая типа БАС-70 — 2 шт., электронный осциллограф, проводники, ключ.

Простой генератор негармонических электрических колебаний может быть изготовлен из резистора, конденсатора и неоновой лампы по схеме, представленной на рисунке 89. Это релаксационный генератор. Работает он так. Конденсатор C заряжается через резистор R от источника постоянного напряжения. Зарядка конденсатора происходит по экспоненциальному закону, представленному графически на рисунке 90 кривой OA . Когда напряжение на конденсаторе становится равным напряжению зажигания U_3 неоновой лампы, лампа зажигается и конденсатор C начинает разряжаться. Разрядка конденсатора продолжается до тех пор, пока напряжение на его обкладках не упадет до значения U_r , при котором происходит гашение разряда в неоновой лампе.

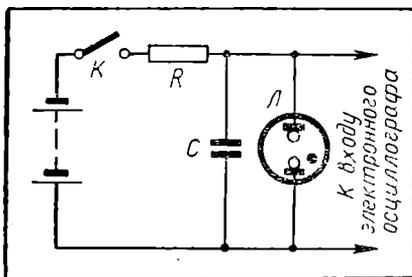


Рис. 89. Схема релаксационного генератора на неоновой лампе.

С этого момента конденсатор снова заряжается, пока напряжение на его обкладках не достигнет значения, равного напряжению зажигания неоновой лампы. Процесс периодически повторяется. Колебательный характер процесса определяется тем, что напряжение гашения разряда в неоновой лампе меньше напряжения зажигания:

$$U_r < U_3.$$

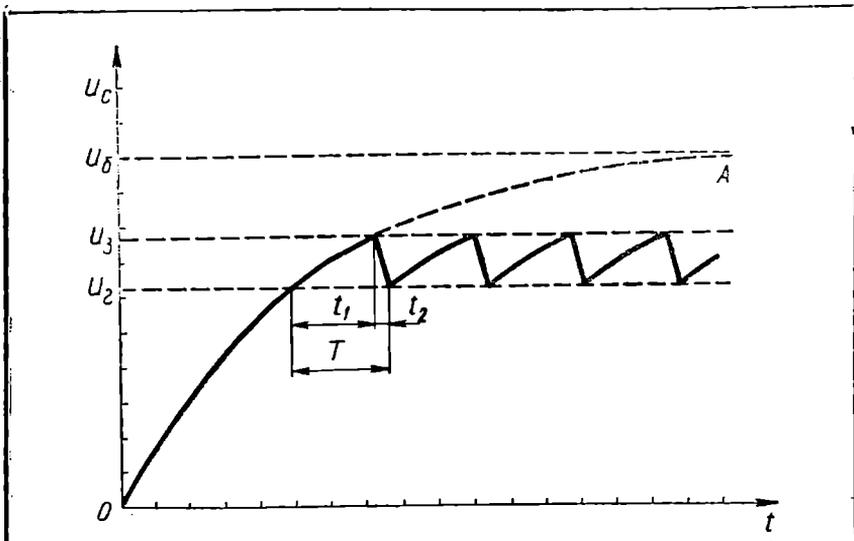


Рис. 90. График зависимости от времени напряжения на обкладках конденсатора в цепи релаксационного генератора.

График изменения напряжения на обкладках конденсатора представлен на рисунке 90.

Спротивление резистора R в схеме релаксационного генератора обычно выбирается таким, чтобы сила тока I_3 в цепи во время зарядки конденсатора от источника была много меньше силы тока во время разрядки конденсатора через неоновую лампу I_p . Поэтому время t_1 зарядки конденсатора значительно больше времени t_2 его разряда ($t_1 \gg t_2$) и период T релаксационных колебаний на выходе генератора можно считать примерно равным интервалу времени t_1 , за который конденсатор заряжается от напряжения U_r до напряжения U_3 :

$$T = t_1 + t_2 \approx t_1.$$

Для приближенного определения периода T релаксационных колебаний примем, что сила тока во время зарядки конденсатора от напряжения U_r до напряжения U_3 остается постоянной и равной

$$I_3 \approx \frac{U_0 - U_3}{R}.$$

Тогда время t_1 , за которое напряжение конденсатора C возрас-

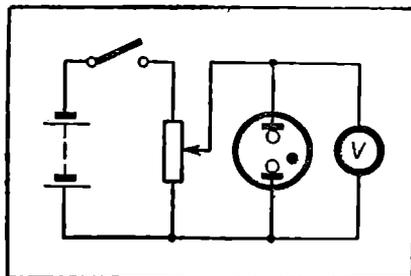


Рис. 91. Схема для определения напряжений зажигания и гашения разряда в неоновой лампе.

тает от значения U_r до напряжения U_3 , можно определить следующим образом:

$$\Delta U = U_3 - U_r = \frac{\Delta Q}{C} = \frac{I_3 t_1}{C},$$
$$t_1 = \frac{C(U_3 - U_r)}{I_3} = RC \frac{U_3 - U_r}{U_6 - U_3}.$$

Так как $T \approx t_1$, то

$$T \approx RC \frac{U_3 - U_r}{U_6 - U_3}.$$

При выполнении настоящей работы необходимо собрать и испытать релаксационный RC -генератор электрических колебаний.

Последовательность выполнения работы

1. Соберите электрическую цепь по схеме, представленной на рисунке 91.

2. Плавно изменяя с помощью потенциометра напряжение, подаваемое на электроды неоновой лампы L , измерьте напряжение U_6 питания, напряжение U_3 зажигания электрического разряда в неоновой лампе и напряжение U_r гашения разряда. Результаты измерений занесите в таблицу.

3. По результатам измерений напряжений U_6 , U_3 , U_r и значениям сопротивления R резистора и емкости C конденсатора рассчитайте частоту колебаний.

4. Соберите релаксационный RC -генератор по схеме, приведенной на рисунке 89.

5. С помощью электронного осциллографа и звукового генератора измерьте частоту колебаний релаксационного генератора, используя метод замещения.

6. Оцените относительную ошибку в определении частоты релаксационных колебаний.

4. Изучение работы трехфазного генератора

Оборудование: набор по трехфазному току, авометр — 2 шт.

В этой работе необходимо ознакомиться с устройством и принципом действия генераторов трехфазного тока, выполнить соединение обмоток генератора и нагрузки разными способами и проверить основные соотношения между фазными и линейными напряжениями и токами.

Последовательность выполнения работы

1. Соедините обмотки генератора по схеме звезды. Измерьте линейное и фазное напряжения при постоянной скорости вращения ротора генератора.

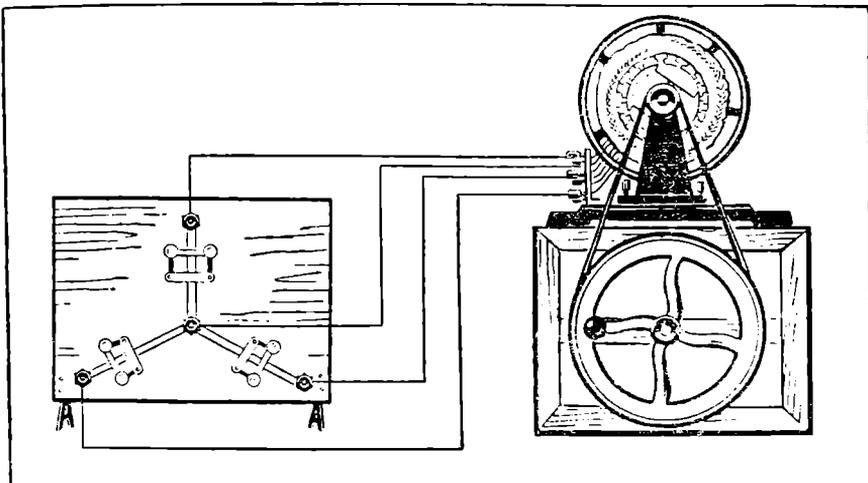


Рис. 92. Включение нагрузки трехфазного генератора по схеме звезды.

2. Подключите к выводам генератора симметричную нагрузку из шести ламп, включенную звездой (рис. 92). Зарисуйте схему электрической цепи.

3. Соедините обмотки генератора треугольником. Подключите к его выводам симметричную нагрузку из шести ламп, соединенных треугольником. Зарисуйте схему электрической цепи.

4. Произведите измерения линейного и фазного токов при постоянной скорости вращения ротора генератора.

Контрольные вопросы

1. Изменится ли напряжение, приложенное к первой нагрузке, в случае выключения второй или третьей при включении их звездой и наличии нулевого провода! при отсутствии нулевого провода! Проверьте экспериментально.

2. Изменится ли напряжение, приложенное к нагрузкам, включенным треугольником, если выключить одну из нагрузок или отключить один из линейных проводов! Проверьте экспериментально.

3. Как зависит напряжение, создаваемое генератором, и частота переменного тока от угловой скорости вращения ротора генератора! Проверьте экспериментально.

5. Изучение работы трехфазного асинхронного двигателя

Оборудование: набор по трехфазному току, авометр, переключатель двухполюсный, соединительные провода.

При выполнении работы следует ознакомиться с конструкцией трехфазного асинхронного двигателя с короткозамкнутым ротором и способами включения его обмоток.

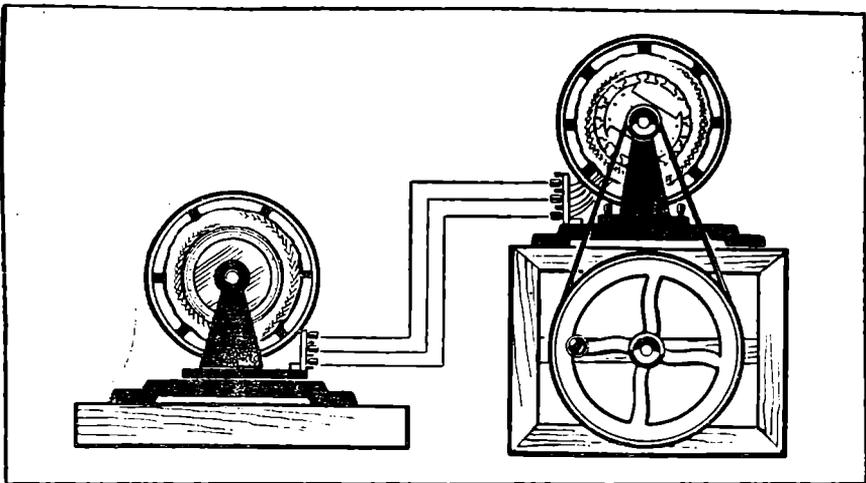


Рис. 93. Изучение работы трехфазного асинхронного двигателя.

Последовательность выполнения работы

1. Ознакомьтесь с конструкцией асинхронного трехфазного двигателя. Соедините его обмотки звездой и подключите к клеммам трехфазного генератора, обмотки которого соединены тоже звездой (рис. 93).

2. Приведите генератор в действие. Измерьте ток в обмотках электродвигателя в момент его запуска и в установившемся режиме.

3. Переключите обмотки двигателя по схеме треугольника и выполните аналогичные измерения.

4. Включите в цепь переключатель, с помощью которого можно изменять порядок подключения начала и конца одной из обмоток статора асинхронного двигателя. Осуществите с помощью этого переключателя реверсирование двигателя. Используемую схему зарисуйте в тетради.

Контрольные вопросы

1. Объясните, почему пусковой ток в обмотках асинхронного двигателя намного больше тока в установившемся режиме.

2. Почему пусковой ток при включении обмоток звездой меньше пускового тока при их включении треугольником?

3. В каких случаях двигатели соединяются звездой, и в каких — треугольником?

4. Зарисуйте электрическую схему, в которой можно переключить обмотки асинхронного трехфазного двигателя со звезды на треугольник.

6. Измерение скорости распространения электромагнитных волн

Оборудование: электронный осциллограф типа С1-5 или С1-20, генератор прямоугольных импульсов катушка с двойным проводом.

Простейший метод измерения скорости света можно описать условно следующим образом: возьмем в одну руку электрический фонарик, а в другую секундомер, встанем против плоского зеркала, расстояние до которого l заранее измерено (рис. 94). Направим фонарик на зеркало, нажмем кнопку фонаря и в тот же момент — головку пуска секундомера. В момент, когда увидим вспышку света, отраженного от зеркала, остановим секундомер. Разделив путь $2l$, пройденный светом до зеркала и обратно, на время Δt , затраченное на прохождение этого пути, измеренное с помощью секундомера, получим скорость света v :

$$v = \frac{2l}{\Delta t}.$$

Однако любое расстояние в пределах размеров земного шара свет проходит за такое короткое время, которое нельзя измерить с помощью обычного секундомера. Действительно, расстояние, равное диаметру земного шара, свет проходит за время, меньшее пяти сотых секунды. Поэтому измерение скорости света таким способом требует использования специальных методов измерения очень коротких интервалов времени.

Так как скорость распространения электромагнитных волн в вакууме не зависит от длины волны, то измерения скорости видимого света в вакууме можно заменить измерениями скорости распространения радиоволн, ультрафиолетовых или рентгеновских лучей.

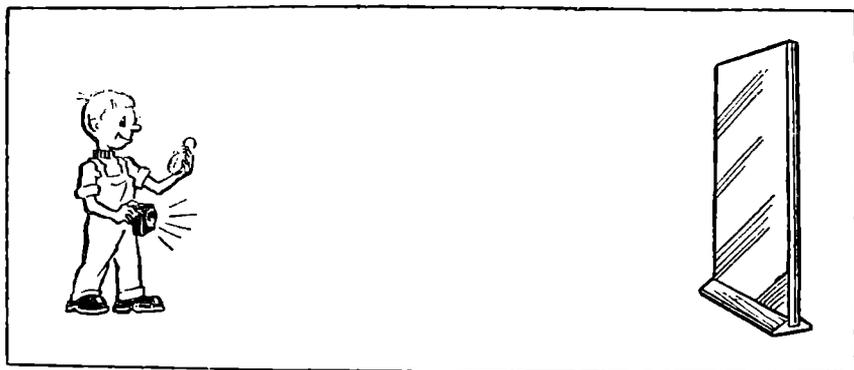


Рис. 94. Опыт по измерению скорости света.

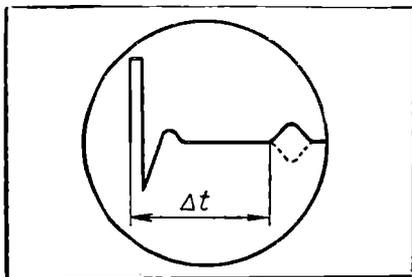


Рис. 95. Осциллограммы первичного и отраженного электрических импульсов.

В практике описанный метод широко применяется для решения обратной задачи — определения расстояния до предмета, отражающего радиоволны, по известности скорости их распространения и измеренному значению интервала времени Δt между моментом послышки сигнала и его возвращением. Наиболее известный пример — определение расстояний методом радиолокации.

Другой пример — определение места повреждения кабеля линии электрической связи. Если на линии телефонной связи произошло повреждение (обрыв или короткое замыкание), а провода линии находятся в подземном кабеле, то для устранения повреждения прежде всего необходимо возможно более точно определить его место, т. е. расстояние до него.

Для этого начало линии подключают к входу электронного осциллографа и одновременно к выходу генератора прямоугольных электрических импульсов.

Электрический ток в проводах возникает под действием электрической составляющей электромагнитного поля, которое распространяется вдоль проводов двухпроводной линии. На расстоянии l от места включения источника напряжения ток возникает через промежуток времени

$$\Delta t = \frac{l}{v},$$

где v — скорость распространения электромагнитной волны в среде, окружающей провода линии.

При достижении места обрыва провода или короткого замыкания электромагнитная волна испытывает отражение и распространяется вдоль проводов линии в обратном направлении. Момент поступления первичного импульса напряжения от генератора и момент возвращения отраженной электромагнитной волны отмечаются на экране осциллографа появлением характерных выбросов (рис. 95). По известной скорости развертки луча и измеренному расстоянию между первичным и отраженным импульсами на экране осциллографа можно определить интервал времени Δt , за который электромагнитная волна пробежала расстояние до места повреждения линии и обратно, и вычислить это расстояние по формуле

$$l = \frac{v\Delta t}{2}.$$

В электродинамике показывается, что скорость распространения электромагнитной волны вдоль проводов длинной однородной линии не зависит от расстояния между проводами и расположения самой линии, а определяется полностью значениями диэлектрической и магнитной проницаемости среды, заполняющей пространство между проводами:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}.$$

Поэтому для измерения скорости распространения электромагнитной волны в лабораторных условиях не обязательно протягивать двухпроводную линию по прямой. Можно два изолированных провода известной длины намотать на катушку и вывести наружу их начала и концы. Подключив к началу двухпроводной линии генератор прямоугольных импульсов и соединив его со входом электронного осциллографа с калиброванной скоростью развертки, можно измерить интервал времени между моментом посылки сигнала в линию и моментом возвращения сигнала, отраженного от конца линии. Так как в этом случае электромагнитная волна пробегает путь от начала до конца и обратно, скорость электромагнитной волны определяется по формуле

$$v = \frac{2l}{\Delta t}.$$

Этот метод вполне аналогичен описанному выше мысленному эксперименту по определению скорости света.

Последовательность выполнения работы

1. Ознакомьтесь с устройством электронного осциллографа и генератора прямоугольных импульсов.

2. Включите осциллограф в сеть. Установите луч в центре экрана осциллографа, отрегулируйте его яркость и фокусировку.

3. Проверьте исправность аппаратуры. Для этого включите в сеть генератор импульсов. Подайте с выхода генератора на выход электронного осциллографа импульсы длительностью 10 мксек с частотой следования 10 кГц и амплитудой 10 в. Включите ждущую развертку осциллографа, произведите контрольное измерение длительности импульса с помощью осциллографа. Если результаты измерений согласуются с действительной длительностью импульса, можно приступить к определению скорости распространения электромагнитных волн. Если же результаты измерений не соответствуют известной длительности импульса, аппаратура требует предварительной настройки. Обратитесь за помощью к лаборанту или преподавателю.

4. Убедившись в исправности аппаратуры, подключите к входу электронного осциллографа концы двухпроводной линии

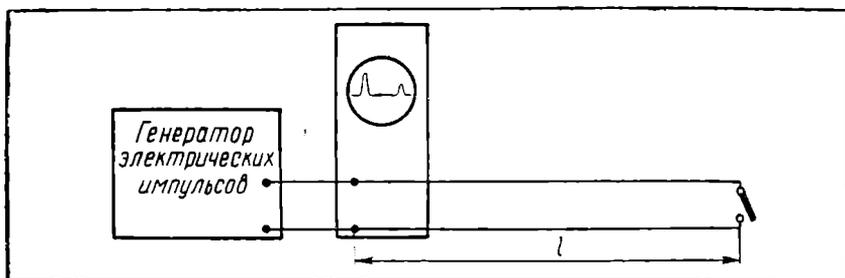


Рис. 96. Схема опыта по измерению скорости распространения электромагнитной волны.

известной длины l и подайте на них с выхода генератора импульсы длительностью 1 мксек и частотой следования 10 кгц (рис. 96). Осциллограф должен работать в режиме внутренней синхронизации со ждущей разверткой, полярность знака против ручки управления синхронизацией развертки должна соответствовать полярности импульса, подаваемого на вход линии и осциллографа. Изменяя скорость развертки и амплитуду ее синхронизации, добейтесь получения на экране осциллографа устойчивой картины первичного и отраженного импульсов.

5. По известной скорости развертки луча, определяемой положением переключателя скорости развертки, и измеренному расстоянию между началами первичного и отраженного импульсов определите интервал времени Δt , затраченного электромагнитной волной на прохождение пути от начала двухпроводной линии до ее конца и обратно.

Для точного определения положения импульса, вызванного на экране приходом отраженной электромагнитной волны, произведите несколько раз закорачивание концов двухпроводной линии. При закорачивании линии полярность отраженного электрического импульса изменяется на противоположную, что обнаруживается на экране осциллографа (рис. 95).

6. Определив длительность интервала времени Δt между моментом посылки электрического импульса и моментом возвращения отраженного импульса и зная длину линии l , вычислите скорость распространения электромагнитной волны в линии по формуле

$$v = \frac{2l}{\Delta t}.$$

Контрольные вопросы

1. Чем объясняется отличие значения скорости распространения электромагнитных волн, полученного при выполнении этой лабораторной работы, от табличного значения для этой скорости [$\approx 3 \cdot 10^8 \text{ м. сек}^{-1}$]?!

2. Можно ли подобрать такие материалы для изготовления двухпроводной линии, чтобы скорость распространения электромагнитной волны в ней превышала скорость света в вакууме?!

7. Зависимость мощности излучения черного тела от температуры

Оборудование: электрическая лампа накаливания мощностью 100 *вт*, амперметр переменного тока 0,5 *а*, вольтметр переменного тока 200 *в*.

Для экспериментальной проверки одного из основных законов излучения абсолютно черного тела (закона Стефана — Больцмана) можно использовать обычную электрическую лампочку накаливания. Согласно этому закону мощность излучения нагретого тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры:

$$W = \sigma T^4.$$

Измерив мощность излучения лампы W при различных температурах T нити накала, можно каждый раз найти величину отношения $\frac{W}{T^4}$. Если величина этого отношения окажется постоянной, то это будет означать, что излучение происходит в соответствии с законом Стефана — Больцмана.

Поскольку почти вся энергия электрического тока преобразуется в нити лампочки в энергию излучения, то мощность излучения можно находить путем измерения напряжения на лампе U и силы тока I , протекающего через нее:

$$W = P = UI.$$

Для определения температуры нити накала лампы можно воспользоваться известной зависимостью сопротивления проводника от температуры:

$$R_t = R_0 (1 + \alpha t),$$

где R_0 — сопротивление проводника при 0 °С, R_t — сопротивление при температуре t , α — температурный коэффициент сопротивления. Сопротивление нити R_0 при 0 °С можно определить, измерив ее сопротивление R_{t_1} при комнатной температуре:

$$R_0 = \frac{R_{t_1}}{1 + \alpha t_1}.$$

Сопротивление нити в момент измерения мощности излучения можно определить по измеренным значениям напряжения U и силы тока I :

$$R_t = \frac{U}{I}.$$

Тогда температура T нити накала определится из выражения

$$T = t + 273^\circ \text{K} = \left(\frac{R_t}{R_0} - 1 \right) \cdot \frac{1}{\alpha} + 273^\circ \text{K}.$$

Последовательность выполнения работы

1. Измерьте сопротивление нити накала лампы при комнатной температуре R_{t_1} с помощью измерительного моста.
 2. Соберите лабораторную установку по схеме, представленной на рисунке 97.
 3. Изменяя напряжение, подаваемое на лампу ступенями по 20 в от 100 до 200 в, выполните измерения силы тока и напряжения на лампе.
 4. Вычислите значения сопротивления нити накала R_t для каждого измерения, температуру нити T , четвертую степень температуры T^4 и мощность излучения лампы W .
 5. Вычислите отношение $\frac{W}{T^4}$ для каждой пары значений T и W .
- Результаты измерений и вычислений заносите в таблицу.

Таблица 6

U (в)	I (а)	R_0	R_t	T	T^4	W	$\frac{W}{T^4}$
100							
120							
140							
160							
180							
200							

Сравнивая полученные значения отношения $\frac{W}{T^4}$, сформулируйте вывод о том, насколько закон излучения лампы накаливания близок к закону излучения абсолютно черного тела.

Примечания

1. При измерении сопротивления нити лампы при комнатной температуре необходимо, чтобы сила тока, пропускаемого через нее, была как можно меньшей, в противном случае температура нити может повыситься в результате нагревания током. Температурный коэффициент сопротивления при комнатной температуре для вольфрама, из которого сделана нить лампы, равен примерно $\alpha = 5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$.

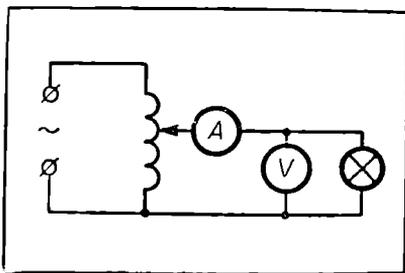


Рис. 97. Схема установки для проверки закона Стефана—Больцмана.

При вычислениях температуры нити лампы в нагретом состоянии температурный коэффи-

циент ее электрического сопротивления можно принять равным примерно $\alpha = 6,3 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$.

2. Лабораторную работу можно выполнить, используя источник постоянного тока и лампочку от карманного фонаря на 6,3 в. Наиболее трудной задачей при этом является измерение сопротивления нити лампы при комнатной температуре. Чтобы избежать заметного нагревания нити, сила тока через нее при измерении сопротивления не должна превышать десятых долей миллиампера.

При проверке закона Стефана — Больцмана можно изменять напряжение на лампочке в пределах от 5 до 10 в.

Контрольные вопросы

1. Предложите метод измерения мощности излучения лампы, отличный от использованного в настоящей работе.

2. Как можно, находясь на Земле, измерить температуру поверхности Солнца!

8. Определение постоянной Планка

Оборудование: фотоэлемент вакуумный типа СЦВ-4, гальванометр типа М273-21, ключ, светофильтры из оптического стекла (зеленый и оранжевый), аккумулятор, потенциометр, дифракционная решетка.

При освещении фотоэлемента электроны, освобождаемые из катода, создают ток в цепи фотоэлемента.

Источник напряжения включим отрицательным полюсом к аноду фотоэлемента, а положительным — к катоду.

При этом электрическое поле между катодом и анодом препятствует движению электронов в сторону анода. Если работа по преодолению задерживающего потенциала равна кинетической энергии самых быстрых электронов, освобожденных с катода, т. е.

$$eU = \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2},$$

то сила тока в цепи фотоэлемента становится равной нулю. Из этого условия запирающего фототока и уравнения Эйнштейна

$$h\nu = A + \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}$$

можно записать:

$$h\nu = A + eU.$$

Если определить экспериментальным путем запирающие напряжения U_1 и U_2 при освещении фотоэлемента поочередно светом различных частот ν_1 и ν_2 , то можно из уравнений

$$h\nu_1 = A + eU_1, \quad h\nu_2 = A + eU_2$$

определить постоянную Планка:

$$h = \frac{eU_1 - eU_2}{\nu_1 - \nu_2} = \frac{e\Delta U}{\Delta\nu}.$$

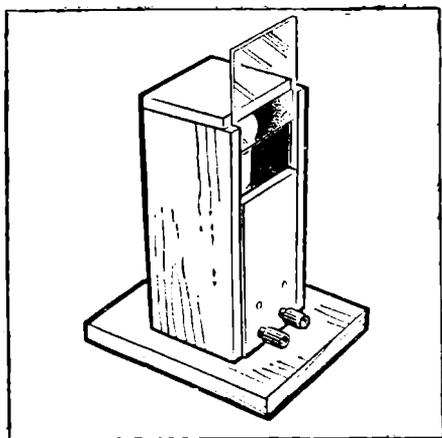


Рис. 98. Внешний вид установки для определения постоянной Планка.

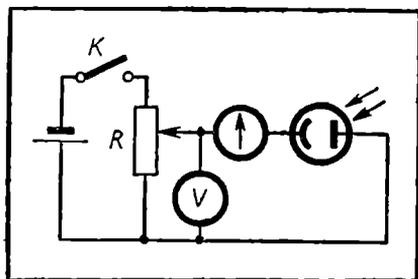


Рис. 99. Принципиальная электрическая схема установки для определения постоянной Планка.

При выполнении работы используется в качестве источника света обычная электрическая лампа накаливания; спектр ее излучения сплошной. Для выделения из сплошного спектра излучения с известными частотами ν_1 и ν_2 применяются светофильтры из оптического стекла. Наименьшая длина волны света, пропускаемого зеленым и оранжевым фильтром, определяется с помощью дифракционной решетки. Фотоэлемент, с которым проводится опыт, помещен в защитный светонепроницаемый корпус, а светофильтры вставляются в специальное окошко перед фотоэлементом (рис. 98).

Схема лабораторной установки представлена на рисунке 99.

Последовательность выполнения работы

1. Соберите лабораторную установку по схеме, представленной на рисунке 99. Обратите внимание, чтобы положительный полюс источника напряжения был соединен с катодом фотоэлемента.

2. Вставьте в окошко перед фотоэлементом зеленый светофильтр и осветите фотоэлемент. Включите ключ K и, плавно увеличивая напряжение на фотоэлементе с помощью потенциометра R , заметьте, при каком напряжении U_1 происходит загибание фототока в цепи и ток через гальванометр становится равным нулю.

3. Замените зеленый светофильтр оранжевым и измерьте таким же способом напряжение загибания фототока.

4. Поставьте зеленый светофильтр перед дифракционной решеткой в лабораторном приборе для измерения длины световой волны и измерьте коротковолновую границу спектра пропускания светофильтра.

Замените зеленый светофильтр оранжевым и выполните такие же измерения.

По измеренным значениям длин волн вычислите граничные частоты пропускания светофильтров ν_1 и ν_2 .

5. По найденным значениям частоты света, пропускаемого зеленым и оранжевым фильтрами ν_1 и ν_2 , и измеренным значениям напряжения запаривания фототока вычислите постоянную Планка.

Контрольные вопросы

1. Почему к аноду фотоэлемента должен быть присоединен вывод от отрицательного полюса источника напряжения?

2. Можно ли по результатам измерений, полученным при выполнении настоящей лабораторной работы, определить работу выхода электронов из катода фотоэлемента?

9. Качественный спектральный анализ

Оборудование: школьный спектроскоп двухтрубный, набор спектральных трубок, прибор для зажигания спектральных трубок «Спектр-1», прибор «Разряд-1», электрическая дуга.

Для выполнения спектрального анализа химического состава вещества в настоящей лабораторной работе применяется школьный двухтрубный спектроскоп, устройство которого представлено на рисунке 100.

Исследуемый свет от источника направляется на щель 1, расположенную в начале трубы спектроскопа, называемой коллиматором. На конце трубы коллиматора находится линза 2 с фокусным расстоянием, равным длине трубы. Расходящийся пучок света, идущий от каждой точки щели, превращается линзой коллиматора в параллельный пучок, который далее попадает на стеклянную призму 3. В призме происходит разложение падающего пучка на монохроматические параллельные пучки света, идущие по различным направлениям. Эти пучки попадают на объектив и второй трубы спектроскопа — зрительной трубы. В фокальной плоскости объектива получаются цветные изображения щели коллиматора. Изображение, построенное объективом 4, рассматривается через окуляр 5.

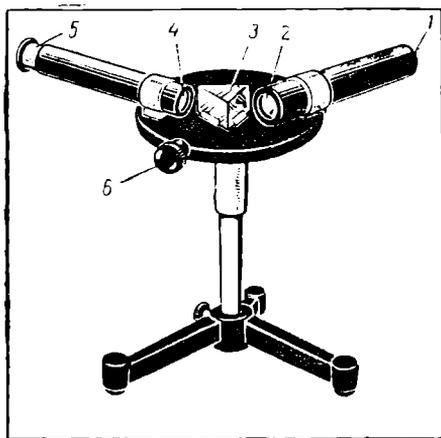


Рис. 100. Школьный спектроскоп двухтрубный.

Если на щель коллиматора падает свет одной длины волны, в фокальной плоскости объектива зрительной трубы возникает изображение щели лишь одного цвета — одна спектральная линия. При освещении щели коллиматора светом сложного состава в фокальной плоскости зрительной трубы возникает столько изображений щели, сколько различных компонент содержит разлагаемый призмой свет. Цвет и положение каждого изображения щели в фокальной плоскости зрительной трубы определяются длиной световой волны.

Если изображения щели разного цвета разделены темными промежутками, набор цветных изображений щели коллиматора в фокальной плоскости зрительной трубы называют линейчатым спектром излучения. Если в составе света имеются волны всех длин волн диапазона видимого света, то изображения щели разных цветов примыкают друг к другу и образуют цветную полосу, называемую сплошным спектром.

Для определения положения спектральных линий перед окуляром зрительной трубы находится вертикальная нить. Вращением микрометрического винта 6 (рис. 101) осуществляется поворот зрительной трубы в горизонтальной плоскости вокруг вертикальной оси 7. Поворот зрительной трубы приводит к перемещению нити по спектру. Положение зрительной трубы и, следовательно, положение линии в спектре, с которой совмещена нить, в условных единицах определяются отсчетом по шкале 8 микрометрического винта.

Работа со спектроסקопом начинается с его градуировки, т. е. установления связи между отсчетом по шкале микрометрического

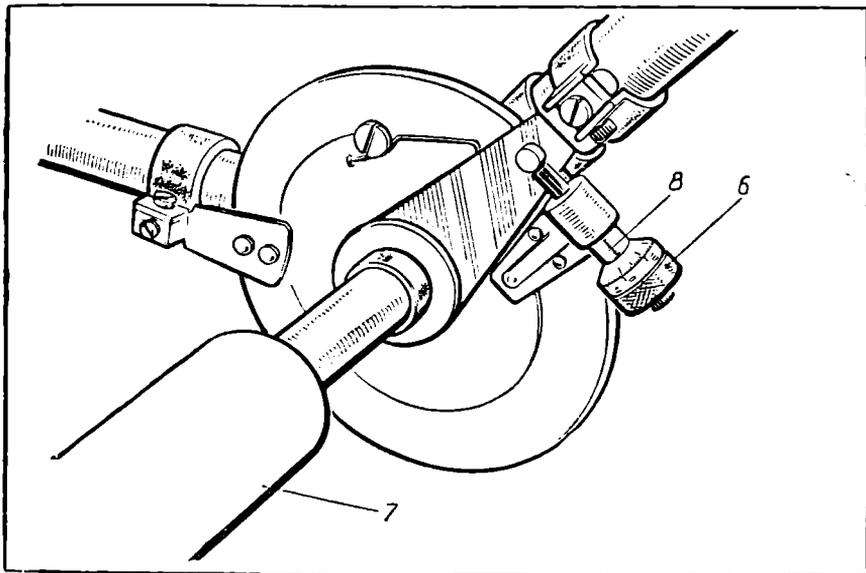


Рис. 101. Микрометрический винт спектроסקона.

винта и длиной волны спектральной линии, расположенной против нити в зрительной трубе. Для градуировки используется источник света, у которого имеются линии во всех участках спектра. Длины волн этих линий должны быть известны с высокой точностью.

При выполнении точных измерений обычно используют в качестве эталонного спектр железа, который имеет очень большое число линий во всех областях спектра. Только в видимой области спектра железа насчитывается более 1400 линий и положение каждой из них определено с точностью до 10^{-13} м. Это означает, что длина волны спектральной линии, например, голубого цвета ($\lambda = 500$ нм) известна с точностью до

$$\frac{10^{-13} \text{ м}}{5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 2 \cdot 10^{-7},$$

т. е. до двух десятиллионных долей длины волны!

В тех случаях, когда не требуется высокая точность измерений, вместо спектра железа в качестве эталонного может быть выбран спектр со значительно меньшим числом линий, например спектр гелия.

Для градуировки спектроскопа по спектру гелия нужно установить спектральную трубку, заполненную гелием, в зажимы источника высокого напряжения «Спектр-1». После включения источника высокого напряжения нужно установить щель коллиматора против окошка в приборе «Спектр-1» так, чтобы линии спектра имели максимальную интенсивность. Наводка на резкость осуществляется перемещением окуляра в зрительной трубе.

Вращая микрометрический винт, можно добиться совмещения первой линии спектра с нитью и произвести отсчет показаний на шкалах микрометрического винта. Результаты измерений по всем линиям заносят в таблицу. Приводим градуировочную таблицу школьного спектроскопа, полученную в одном из опытов по спектру гелия (см. табл. 7).

Т а б л и ц а 7

Цвет линии	Длина волны, нм	Отсчет по шкалам микрометрического винта, мм
Красный	706	9,00
Красный	668	8,53
Оранжевый	588	7,68
Голубой	502	6,30
Голубой	492	6,07
Синий	471	5,52
Фиолетовый	447	4,75
Фиолетовый	439	4,43
Фиолетовый	403	3,30
Фиолетовый	396	2,73
Фиолетовый	389	1,86

По этим данным строят градуировочную кривую спектрографа (рис. 102).

После градуировки спектрографа определение химического состава вещества по его спектру можно выполнить так. Выберем в исследуемом спектре самую яркую линию. Вращением микрометрического винта установим нить против линии. Сняв показания по шкалам микрометрического винта, найдем по градуировочной кривой длину волны этой линии.

Далее можно воспользоваться таблицей 1 приложения. В ней расположены в порядке убывания длины волны самые интенсивные линии всех элементов таблицы Д. И. Менделеева. Пусть, например, длина волны определяемой линии оказалась равной 586 нм. Так как точность определения длины волны с помощью школьного спектрографа не выше 1—2 нм, эта линия может принадлежать либо криптону, либо неону. Для окончательного решения вопроса о принадлежности линии воспользуемся таблицей 2 приложения. В ней приведены длины волн основных спектральных линий тридцати шести элементов.

Познакомившись с данными о спектрах криптона и неона, мы узнаем, что в спектре криптона, кроме наблюдаемой линии, должна быть еще зеленая линия с длиной волны 557 нм. По градуировочной кривой найдем, какому отсчету по шкале микрометрического винта соответствует эта длина волны, и установим винт в такое положение. Если при этом нить совместилась с зеленой линией, то наблюдаемый спектр действительно принадлежит криптону.

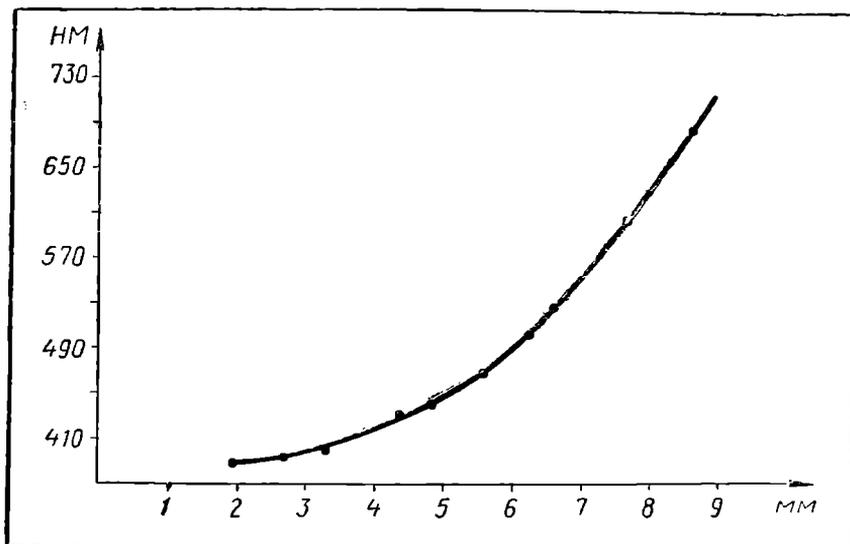


Рис. 102. Градуировочная кривая спектрографа.

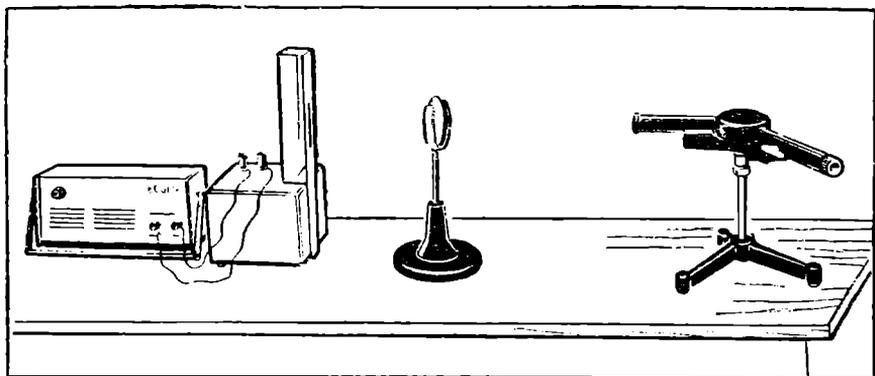


Рис. 103. Расположение приборов при исследовании спектров.

Если же линия принадлежит неону, то в спектре должны присутствовать еще красная линия 640 нм , две оранжевые линии 614 нм и 594 нм , две зеленые линии 540 нм и 533 нм , голубая линия 503 нм и синяя линия 485 нм .

Разумеется, исследуемый образец может иметь сложный химический состав и тогда после установления принадлежности группы линий одному элементу в его спектре могут остаться линии неизвестного происхождения. Определение химических элементов, которым эти линии принадлежат, производится снова в той же последовательности, в которой определялся первый элемент.

Последовательность выполнения работы

1. Ознакомьтесь с устройством спектрографа и прибора для зажигания спектральных трубок. Вставьте в прибор для зажигания спектральных трубок трубку, заполненную гелием. Включите прибор и установите спектрограф на расстоянии приблизительно 40 см от него. Получите с помощью двояковыпуклой линзы изображение спектральной трубки на щели коллиматора спектрографа (рис. 103). Добейтесь получения четкого изображения спектральных линий при наблюдении в окуляр зрительной трубы.

2. Выполните измерения положения линий спектра гелия и выключите прибор для зажигания спектральных трубок. Используя сведения о длинах волн спектра гелия, приведенные в таблице 2 приложения, составьте таблицу для построения градуировочной кривой.

3. На листе миллиметровой бумаги размером $20 \times 25 \text{ см}$ нанесите оси прямоугольной системы координат. Откладывая на оси абсцисс показания; отсчитываемые по шкале микрометрического винта ($1 \text{ мм} = 0,05 \text{ мм}$), а на оси ординат — длины волн спектральных линий ($1 \text{ мм} = 2 \text{ нм}$), нанесите точки, соответствующие результатам измерений. (Отсчет по оси ординат целесообразно начинать с 400 нм .)

Соедините эти точки плавной кривой. Это — градуировочная кривая спектроסקопа.

Так как шкала на головке микрометрического винта разделена на 50 равных частей, а один оборот винта вызывает его перемещение на 1 мм, то одно деление на шкале соответствует 0,02 мм. Поэтому цифры на головке винта для выражения перемещения в сотых долях миллиметра следует умножать на 0,02. Например, если левый край головки винта находится между второй и третьей рисками на шкале 8 и горизонтальная риска шкалы 8 находится против деления «43» на головке винта, то в таблицу следует записать отсчет:

$$2 \text{ мм} + 43 \cdot 0,02 \text{ мм} = 2,86 \text{ мм.}$$

4. После градуировки спектроסקопа определите химический состав неизвестного вещества по его спектру. Если исследуемое вещество — газ, заключенный в спектральную трубку, то эту трубку поместите в прибор для зажигания спектральных трубок.

Для исследования спектра воздуха можно использовать свет, излучаемый искрой в воздухе. Искровой разряд в воздухе создают с помощью прибора «Разряд-1», катушки Румкорфа или электрофорной машины. Достаточная интенсивность излучения света искрой получается, если расстояние между электродами равно 2 мм. Для того чтобы искровой канал не изменял своего положения в пространстве, можно в качестве одного из электродов использовать острые из тонкой медной проволоки.

Для получения линейчатого спектра вещества в твердом состоянии можно использовать дуговой разряд. Исследуемое вещество заранее помещается в тонкий канал, высверленный по оси угольного стержня, служащего анодом.

5. Результаты измерений длин волн спектральных линий исследуемого вещества занесите в таблицу. Используя приложения I и 2, определите химический состав вещества по его спектру.

Контрольные вопросы

1. Почему входное отверстие на конце трубы коллиматора обычно имеет форму узкой щели с параллельными сторонами?

2. Изменится ли вид наблюдаемого спектра, если входному отверстию придать форму треугольника?

10. Определение эффективного сечения взаимодействия фотонов с молекулами флуоресцеина

Оборудование: лабораторный прибор по фотометрии, стеклянная кювета с параллельными стенками, раствор флуоресцеина, набор светофильтров из оптического стекла, аккумулятор, ключ, реостат.

Явление фотоэффекта, опыт Боте, явление комптоновского рассеяния фотонов доказывают, что свет при взаимодействии с веществом обладает свойствами потока частиц. Частицы света называют фотонами.

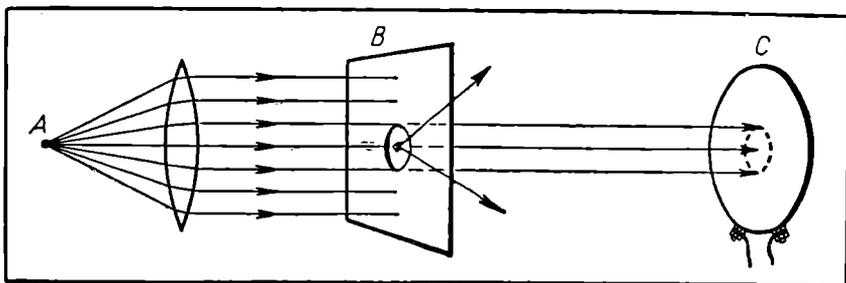


Рис. 104. Схема опыта по определению эффективного сечения взаимодействия фотонов с атомами вещества.

Важнейшей характеристикой процессов взаимодействия любых частиц является эффективное сечение взаимодействия. Физический смысл понятия полного эффективного сечения взаимодействия фотона света с атомом или молекулой вещества можно пояснить следующим образом.

Представим себе мысленный эксперимент. Пусть параллельный поток одинаковых фотонов, испущенных источником света A (рис. 104), проходит через отверстие в непрозрачном экране B и регистрируется детектором C . Пусть площадь отверстия в экране B равна S_0 и в произвольном месте этого отверстия находится один атом вещества D . Если фотоны света пролетают через различные места отверстия B с одинаковой вероятностью, то некоторая часть из них будет попадать в атом D и взаимодействовать с ним. Фотон, испытавший взаимодействие с атомом D , поглощается им или рассеивается. И в том, и в другом случае фотон выбывает из параллельного пучка света и не попадает на детектор C .

Если из N_0 фотонов, пролетевших через отверстие площадью S_0 , на которой находится один атом вещества, взаимодействие с ним испытали N_1 фотонов, то величину

$$\sigma = \frac{N_1}{N_0} S_0 \quad (a)$$

называют полным эффективным сечением взаимодействия фотонов с атомами данного вещества.

Если рассматривать атом как шарик с площадью поперечного сечения S_1 , то отношение числа фотонов, взаимодействующих с ним, к общему числу фотонов, пролетевших через отверстие, должно быть равно отношению площади поперечного сечения атома S_1 к площади отверстия S_0 :

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{S_1}{S_0}.$$

Отсюда

$$S_1 = \frac{N_1}{N_0} S_0. \quad (б)$$

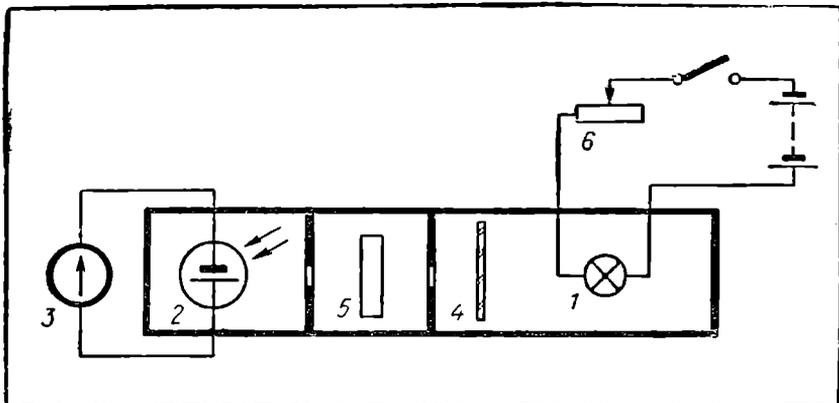


Рис. 105. Схема лабораторной установки для определения эффективного сечения взаимодействия фотонов с молекулами флуоресцеина.

Сравнивая выражения (а) и (б), мы приходим к выводу, что геометрический смысл понятия полного эффективного сечения взаимодействия фотона с атомом можно истолковать как площадь поперечного сечения атома.

Определение полных эффективных сечений взаимодействия фотонов с молекулами вещества, растворенного в прозрачной жидкости, можно выполнить следующим образом. На пути параллельного пучка света, идущего от электрической лампы 1 к фотоэлементу 2, соединенному с гальванометром 3, поставим светофильтр 4, выделяющий узкую полосу спектра, и кювету 5, заполненную дистиллированной водой (рис. 105). Регулируя накал лампы с помощью реостата 6, добьемся отклонения стрелки гальванометра в цепи фотоэлемента на всю шкалу. Не изменяя взаимного положения источника света, светофильтра и фотоэлемента, заменим кювету с дистиллированной водой на такую же кювету с раствором флуоресцеина известной концентрации. Взаимодействие фотонов с молекулами флуоресцеина приводит к их поглощению или рассеянию, в результате чего интенсивность светового потока убывает. Если слой вещества, находящийся на пути светового потока, имеет столь малую толщину d , что молекулы практически не заслоняют одна другую, то отношение числа фотонов N_1 , испытавших рассеяние к полному числу фотонов N_0 , можно выразить так:

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{\sigma nV}{S_0},$$

где σ — эффективное сечение взаимодействия одной молекулы с фотоном, n — концентрация молекул в растворе, V — объем рас-

твора, через который проходит свет, S_0 — площадь поперечного сечения пучка света. Так как $V = S_0 d$, то

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{\sigma n S_0 d}{S_0} = \sigma n d.$$

Отсюда

$$\sigma = \frac{N_1}{N_0 n d}.$$

Так как сила тока в цепи фотоэлемента прямо пропорциональна числу фотонов, приходящих на фотоэлемент в единицу времени, то

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{I_0 - I}{I_0},$$

где I_0 — сила тока в цепи фотоэлемента до помещения кюветы с раствором на пути пучка света, I — сила тока в цепи фотоэлемента при прохождении света через раствор, $I_0 - I$ — сила тока в цепи фотоэлемента, соответствующая числу фотонов N_1 , взаимодействующих с молекулами в растворе. Для выполнения работы используется лабораторный прибор по фотометрии, в котором фотоэлемент защищен от постороннего света.

Последовательность выполнения работы

1. Приготовьте кюветы с дистиллированной водой и раствором флуоресцеина известной концентрации. Приготовьте лабораторную установку с зеленым светофильтром и произведите измерение силы тока в цепи фотоэлемента I_0 (при помещении на пути света дистиллированной воды) и I (когда свет проходит через раствор флуоресцеина).

2. По результатам измерений вычислите эффективное сечение взаимодействия фотонов зеленого света с молекулами флуоресцеина.

3. Аналогичные измерения проделайте при красном и фиолетовом светофильтрах и выполните вычисления эффективных сечений взаимодействия фотонов красного и фиолетового света с молекулами флуоресцеина.

Результаты измерений и вычислений занесите в следующую таблицу.

Таблица 8

Свето- фильтр	Концентра- ция раство- ра, c (кг м^{-3})	Концентра- ция флуо- ресцеина в растворе, n (м^{-3})	Толщина слоя раст- вора, d (м)	I_0 $\times 10^{-7}$ а	I $\times 10^{-7}$ а	$\frac{I_0 - I}{I_0}$	(м^{-2})
Фиолето- вый Зеленый Красный							

Контрольные вопросы

1. Каков геометрический смысл полного эффективного сечения взаимодействия фотона с молекулой!

2. Почему значения полного эффективного сечения взаимодействия с молекулами различны для фотонов света с различными длинами волны!

11. Изучение явления интерференции света

Оборудование: гелий-неоновый оптический квантовый генератор, линза, экран, фотоэлемент селеновый, гальванометр М-273-21, пластинка из металлической фольги с отверстиями, шторка.

Пространственная когерентность лазерного луча позволяет провести опыт Юнга с двумя отверстиями, надобность в третьем отверстии отпадает. Достаточно направить луч лазера на два близко расположенных небольших отверстия и поставить экран, как в области перекрытия световых дифракционных конусов, идущих от отверстий, будет наблюдаться система светлых и темных полос, т. е. интерференционных максимумов и минимумов света.

Каждая светлая полоса на экране является геометрическим местом точек, разность расстояний от которых до отверстий равна четному числу полуволн. А каждая темная полоса — геометрическое место точек, разность расстояний от которых до отверстий равна нечетному числу полуволн.

Распределение энергии световых волн в пространстве при интерференции отличается от распределения энергии в независимых световых пучках. Но при этом, разумеется, соблюдается закон сохранения энергии. Если, например, интерferируют волны одинаковых амплитуд $a_1 = a_2 = a$, то амплитуда и энергия результирующих колебаний в минимумах будут равны нулю. В местах максимумов результирующая амплитуда будет равна $A = a_1 + a_2 = 2a$. Поскольку энергия колебаний пропорциональна квадрату их амплитуды, то освещенность в максимумах будет в четыре раза больше той, которая создается каждым из источников света в отдельности. Однако средняя освещенность экрана при интерференции равна сумме освещенностей, создаваемых каждой из интерferирующих волн. При выполнении данной работы это как раз и проверяется.

Картина интерференции лазерного луча, прошедшего через два небольших отверстия, проектируется на селеновый фотоэлемент, замкнутый на гальванометр. Отклонение стрелки гальванометра при сравнительно небольших освещенностях фотоэлемента пропорционально освещенности, т. е. энергии световых волн, приходящих на единицу поверхности фотоэлемента за единицу времени.

Если n — отклонение стрелки гальванометра при двух открытых отверстиях, а n_1 и n_2 — отклонения стрелки гальванометра, когда открыто лишь первое или второе отверстие, то соблюдение равенства

$$n = n_1 + n_2$$

сделайте отсчет показаний n_1 гальванометра, соответствующих действию света от первого отверстия.

6. Закройте свет, идущий от первого отверстия, и сделайте отсчет показаний гальванометра n_2 при действии на фотоэлемент света от второго отверстия.

7. Результаты измерений занесите в таблицу и сделайте вывод о выполнимости закона сохранения энергии при интерференции света.

8. Повторите опыт, подобрав другое положение пары отверстий относительно сечения лазерного луча, либо используйте другую пару отверстий, имеющихся на пластинке.

9. По окончании измерений выключите лазер тумблером «сеть».

Контрольные вопросы

1. Почему при постановке опыта Юнга с обычным источником света необходимо еще одно отверстие, расположенное между источником света и двумя другими отверстиями?

2. Почему невозможно наблюдать интерференцию от света двух электрических лампочек? Почему удается наблюдать интерференцию в месте сложения на экране света от двух независимых одинаковых лазеров?

12. Определение максимальной энергии бета-спектра

Оборудование: радиометр или электронный счетчик-секундомер с торцовым счетчиком Гейгера — Мюллера, препарат радиоактивного изотопа таллия ^{204}Tl с активностью 100 — 1000 *расп/сек*, листки поглотителя (алюминиевая фольга толщиной 0,02—0,03 *мм*), весы, секундомер.

Энергия, выделяющаяся при бета-распаде, статистически распределяется между ядром-продуктом, бета-частицей (электроном) и нейтрино.

Бета-частицы, испускаемые при распаде разных ядер, уносят различные количества энергии. Поэтому препарат бета-радиоактивного изотопа испускает бета-частицы со всевозможными значениями начальной энергии — от нуля до некоторого значения $E_{\text{макс}}$, называемого максимальной энергией бета-спектра. Максимальная энергия бета-спектра является одной из важнейших характеристик бета-радиоактивных изотопов. Ее можно определить экспериментально по толщине слоя половинного поглощения бета-излучения в веществе.

При движении в веществе бета-частица (быстрый электрон) растрачивает свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов, с которыми она вступает во взаимодействие. После каждого соударения с атомом вещества бета-частица не только теряет часть кинетической энергии, но и изменяет направление своего движения. Бета-частицы одного радиоактивного изотопа из-за сложного характера движения и различия в начальных энергиях имеют неодинаковую длину пробега в веществе. Поэтому с увеличением толщины слоя поглотите-

означает, что закон сохранения энергии выполняется. Для выполнения работы укрепляют в лапке штатива и располагают вблизи выходного окна лазера пластину с двумя отверстиями. Интерференционную картину необходимых размеров можно получить на расстоянии в один-полтора метра от выходного окна лазера, если воспользоваться линзой.

Последовательность выполнения работы

1. Расположите на расстоянии 1—2 см от выходного окна лазера пластинку с отверстиями, а на расстоянии 1—1,5 м от него — экран (рис. 106). Диаметры отверстий 0,1—0,2 мм, расстояние между центрами 0,4—0,6 мм.

2. Тумблером «сеть» включите блок питания лазера. Через 5 мин кратковременным нажимом на кнопку «пуск» приведите лазер в действие.

В н и м а н и е! Нельзя направлять луч света лазера непосредственно в глаз! Это может вызвать серьезную травму!

3. Поставьте на пути луча на расстоянии 25—35 см от экрана линзу и перемещением пластинки с отверстиями добейтесь получения на экране четкой картины интерференции (рис. III на цветной вклейке).

4. Уберите экран и поместите на его месте фотоэлемент, присоединенный к гальванометру. Картина интерференции должна проектироваться на светочувствительную поверхность фотоэлемента. Сделайте отсчет показаний n гальванометра.

5. Не меняя положения лазера, пластинки с отверстиями и фотоэлемента, шторкой, зажатой в лапке штатива, закройте одно отверстие. Для контроля можно перед фотоэлементом поставить экран и судить о перекрытии отверстия по исчезновению интерференционных полос (рис. IV на цветной вклейке). Убрав экран,

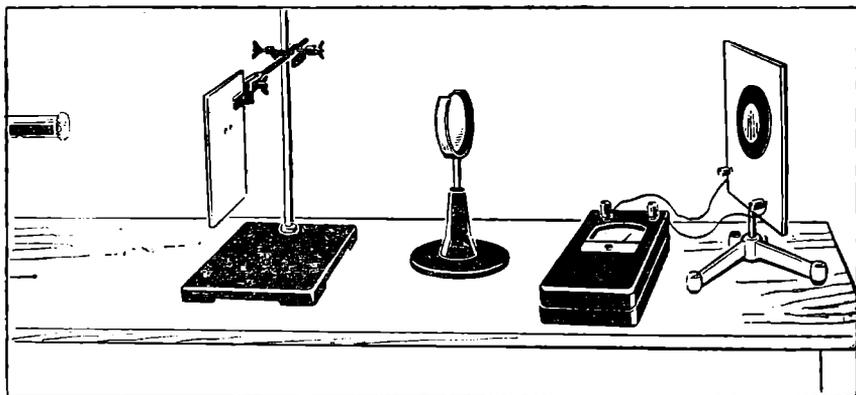


Рис. 106. Схема опыта по изучению явления интерференции света.

ля интенсивность параллельного пучка бета-частиц, проходящего через него, постепенно уменьшается. Закон ослабления интенсивности параллельного пучка бета-частиц приближенно выражается формулой

$$N_d = N_0 2^{-\frac{d}{\Delta}},$$

где N_0 — интенсивность пучка бета-частиц до слоя поглотителя, N_d — интенсивность пучка бета-частиц после прохождения слоя вещества толщиной d , Δ — постоянная, зависящая от максимальной энергии бета-спектра и вещества поглотителя.

Как видно из формулы, после прохождения слоя вещества толщиной $d = \Delta$ первоначальная интенсивность пучка уменьшается вдвое. По этой причине постоянная Δ получила название толщины слоя половинного поглощения.

Значения толщины слоя половинного поглощения бета-излучения в алюминии для различных значений максимальной энергии $E_{\text{макс}}$ бета-спектра представлены в таблице.

Таблица 9

$E_{\text{макс}}$ (МэВ)	0,15	0,25	0,32	0,38	0,48	0,57	0,65	0,73	0,81	0,88	0,94
Δ (мм)	0,01	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18

Используя данные этой таблицы, можно по экспериментально полученной толщине слоя половинного поглощения бета-излучения определить приближенно максимальную энергию бета-спектра.

Последовательность выполнения работы

1. Для измерения толщины слоя половинного поглощения в алюминии бета-излучения изотопа таллия-204 подготовьте радиометр к работе. Затем измерьте скорость счета фона установки. Для этого запустите секундомер и одновременно включите тумблер радиометра. Через 5 мин остановите счет. Для определения скорости счета фона число зарегистрированных прибором импульсов разделите на время счета.

2. Установив радиоактивный препарат изотопа таллия-204 под окошко торцового счетчика,

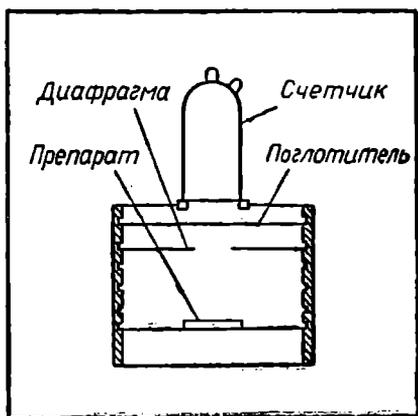


Рис.107. Расположение счетчика Гейгера — Мюллера, диафрагмы и радиоактивного препарата.

измерьте скорость счета бета-частиц от препарата с фоном. Между радиоактивным препаратом и окошком торцового счетчика вводите последовательно листки поглотителя и измеряйте скорость счета с одним, двумя и т. д. листками. Число листков поглотителя увеличивайте до тех пор, пока скорость счета не уменьшится в 2—3 раза против первоначального значения. Листки поглотителя нужно располагать в непосредственной близости от окошка торцового счетчика. Для выделения узкого пучка бета-частиц установите над препаратом диафрагму с диаметром отверстия около 10 мм, изготовленную из плексигласа толщиной 2—4 мм (рис. 107). Для листков поглотителя пригодна алюминиевая фольга из разобранного бумажного или электролитического конденсатора. Толщину фольги можно определить следующим простым методом: большой кусок фольги площадью 1000—2000 см² взвешивают и измеряют его площадь. По найденной массе m , площади S и известной плотности ρ алюминия находят толщину фольги d :

$$d = \frac{m}{\rho S}.$$

3. Из полученных значений скорости счета вычтите фон установки. Результаты занесите в таблицу.

4. По экспериментально полученным точкам постройте кривую поглощения в алюминии бета-излучения изотопа таллия-204. Для этого по горизонтальной оси откладываете толщину поглотителя в миллиметрах, а по вертикальной оси — скорость счета от препарата (за вычетом фона) в импульсах в минуту при данной толщине поглотителя. Найдите по кривой толщину поглотителя, ослабляющего интенсивность пучка бета-частиц в 2 раза. Пользуясь приведенной выше таблицей, определите по слою половинного поглощения максимальную энергию бета-спектра.

Контрольные вопросы

1. Каково происхождение сплошного энергетического спектра бета-частиц?
2. Как действует счетчик Гейгера — Мюллера?

13. Изучение закона радиоактивного распада

Оборудование: радиометр, пылесос, фильтр, секундомер.

Современный уровень знаний о свойствах атомных ядер не позволяет еще предсказать, в какой момент произойдет распад того или иного ядра. Явление радиоактивного распада описывается лишь статистически. Все ядра одного радиоактивного изотопа совершенно одинаковы и потому распад любого из них может произойти в данный момент с одинаковой вероятностью. При таком условии число ядер A , распадающихся в единицу времени, оказывается пропорциональным общему количеству N имеющихся в препарате радиоактивных ядер: $A = \lambda N$.

Постоянная λ в этом выражении имеет смысл вероятности распада одного радиоактивного ядра за одну секунду и носит название постоянной распада. Следовательно, активность препарата A может быть определена по известному числу радиоактивных ядер и постоянной распада λ данного изотопа. В результате распада число радиоактивных ядер убывает со временем по закону

$$N_t = N_0 2^{-\frac{t}{T}},$$

где N_0 — число радиоактивных ядер в момент $t = 0$, N_t — число радиоактивных ядер, не испытавших распада к моменту времени t , T — период полураспада (промежуток времени, в течение которого число радиоактивных ядер убывает наполовину). Периоды полураспада различных изотопов лежат в пределах от тысячных долей секунды до нескольких миллиардов лет. Поскольку активность препарата пропорциональна числу имеющихся в нем радиоактивных ядер, то с уменьшением числа радиоактивных ядер она убывает по закону

$$A_t = \lambda N_t = \lambda N_0 2^{-\frac{t}{T}} = A_0 2^{-\frac{t}{T}}.$$

Измеряя активность препарата короткоживущего изотопа в течение времени, сравнимого с периодом его полураспада, можно построить кривую $A_t = A(t)$, называемую кривой распада, и по ней определить период полураспада изотопа. В настоящей работе снимается кривая распада короткоживущих естественных радиоактивных изотопов, содержащихся в атмосферном воздухе. Радиоактивность воздуха обусловлена в основном наличием в воздухе радона и радиоактивных продуктов распада радона — атомов полония-218, свинца-214 и висмута-214.

Последовательность выполнения работы

1. Измерьте фон установки. В течение 10 мин прокачивайте через фильтр воздух. Снимите фильтр и быстро поставьте под окошко счетчика. Чередуя 1 мин измерения и 1 мин перерыва в течение часа, снимите кривую распада короткоживущих изотопов воздуха. Результаты измерений занесите в таблицу.

2. Постройте кривую распада. По горизонтальной оси откладывайте время, истекшее от момента начала измерений, а по вертикальной оси — скорость счета (за вычетом фона). По полученной кривой определите время, за которое активность фильтра убывает наполовину.

Контрольные вопросы

1. Каково происхождение естественной радиоактивности атмосферного воздуха?
2. Что называется периодом полураспада радиоактивного изотопа?

14. Регистрация космических лучей

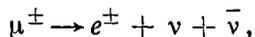
Оборудование: два счетчика Гейгера — Мюллера, выпрямитель, электронный осциллограф.

Космическими лучами называется поток частиц высокой энергии, приходящий на Землю из космического пространства. Первичные космические лучи у границы земной атмосферы имеют примерно следующий состав: 90% протонов, 9% ядер атомов гелия и около 1% приходится на ядра более тяжелых элементов. Первичное космическое излучение изотропно, и интенсивность его обычно постоянна во времени. Изредка регистрируются значительные изменения интенсивности первичного космического излучения. Установлено, что эти изменения обусловлены активными процессами на Солнце. Частицы первичного космического излучения обладают энергиями от 10^9 до 10^{19} эв. Хотя энергия частиц первичного космического излучения очень велика, лишь ничтожная доля их достигает поверхности Земли. В области энергий до $15 \cdot 10^9$ эв серьезным препятствием для заряженных частиц на пути к поверхности Земли является магнитное поле Земли. При движении в магнитном поле Земли поперек магнитных силовых линий на них действует сила Лоренца, искривляющая траекторию движения. Для частиц невысоких энергий искривление траекторий настолько велико, что они не попадают на поверхность Земли.

Совершенно непреодолимым препятствием для частиц первичного космического излучения всех энергий является атмосфера Земли. Объясняется это тем, что частицы первичного космического излучения с большой эффективностью взаимодействуют в атмосфере Земли с атомными ядрами. Их свободный пробег составляет в среднем всего лишь около десятой доли толщины атмосферы.

Столкновение частиц первичного космического излучения с атомными ядрами в воздухе приводит к ядерным реакциям, в результате которых возникают частицы вторичного космического излучения — быстрые протоны, нейтроны, альфа-частицы, пи-мезоны и осколки ядер. Частицы вторичного космического излучения, если они обладают достаточной энергией, могут вызвать новые ядерные реакции. В результате одного или нескольких актов ядерного взаимодействия (или ионизационных столкновений с атомами воздуха) частицы вторичного излучения растрачивают свою энергию уже на высоте около 10 км над уровнем моря. Несмотря на то что пи-мезоны взаимодействуют с атомными ядрами с большой эффективностью, в верхних слоях атмосферы часть из них успевает испытать распад до того, как они захватываются атомными ядрами. Это оказывается возможным благодаря чрезвычайно малому времени жизни пи-мезонов ($2,5 \times 10^{-8}$ сек). Заряженные пи-мезоны распадаются на мю-мезоны и нейтрино, а нейтральные пи-мезоны — на гамма-кванты: $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Значительная часть мю-мезонов, возникающих в верхних слоях атмосферы, достигает Земли. На уровне моря интенсивность потока мю-мезонов равна $0,75 \text{ частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$, что составляет примерно $2/3$ полной интенсивности космического излучения. Время жизни мю-мезона довольно мало ($2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$); поэтому некоторые из них испытывают распад



прежде чем растратят свою кинетическую энергию при столкновениях с молекулами воздуха. Электроны и позитроны обладают меньшей проникающей способностью, чем мю-мезоны, вследствие значительных потерь на радиационное торможение. Электроны высокой энергии, возникающие при распаде быстрых мю-мезонов, и гамма-кванты, возникающие при распаде нейтральных пи-мезонов, дают начало мягкой компоненте космического излучения.

Если два счетчика Гейгера — Мюллера расположить один над другим и регистрировать электрические импульсы на их выходе, то можно установить, что в большинстве случаев импульсы счетчиков возникают в различные моменты времени. Эти импульсы возникают в результате попадания в рабочий объем счетчика гамма-кванта или бета-частицы радиоактивного фона почвы, атмосферного воздуха и окружающих предметов. Один гамма-квант почти никогда не вызывает возникновения электрического разряда сразу в двух счетчиках, так как многие кванты после регистрации их одним из счетчиков перестают существовать, исчезая, например, при фотоэлектрическом поглощении.

Не могут вызвать возникновения импульсов в двух счетчиках и бета-частицы, так как они обладают энергией, недостаточной для того, чтобы пройти сквозь стенки двух счетчиков.

Частицы космических лучей, мю-мезоны, электроны и позитроны, обладают настолько высокими энергиями, что способны пройти не только сквозь стенки двух счетчиков, но и через слои железа или свинца толщиной в несколько сантиметров.

На всем пути прохождения через вещество частицы космических лучей производят ионизацию и возбуждение его атомов. Поэтому при прохождении частицы космического излучения через два счетчика разряд возникает одновременно в каждом из них. Отличить импульсы, возникающие в счетчиках при прохождении через них частиц космических лучей, от импульсов, возникающих при регистрации излучения радиоактивного фона Земли, можно путем использования устройства, регистрирующего только случаи одновременного возникновения импульсов в двух счетчиках. Такое устройство называют схемой совпадений.

В качестве устройства для выделения импульсов, совпадающих по времени, можно использовать электронный осциллограф. Для этого электрические импульсы с выхода первого счетчика нужно подать на горизонтальные пластины электронно-лучевой труб-

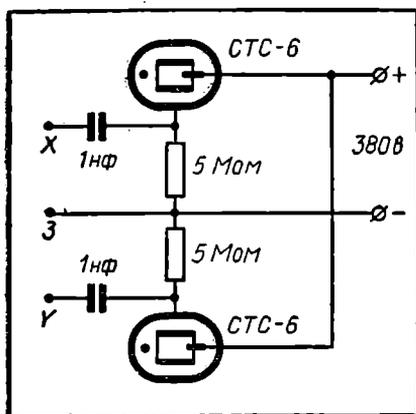


Рис. 108. Схема для регистрации космический лучей.

ки осциллографа, а с выхода второго — на вертикальные пластины (рис. 108). При возникновении разряда в первом счетчике происходит смещение луча в вертикальном направлении. Регистрация же частицы вторым счетчиком сопровождается смещением луча в горизонтальном направлении. При одновременной регистрации частиц первым и вторым счетчиками должно произойти смещение луча одновременно по горизонтали и по вертикали, в результате чего луч испытывает смещение под углом 45° к горизонтали.

В данной работе производится регистрация частиц космического излучения и обнаруживается зависимость интенсивности потока космического излучения у поверхности Земли от угла с вертикалью. Интенсивность космического излучения у поверхности Земли максимальна в вертикальном направлении и убывает по мере увеличения угла от вертикали (вследствие увеличения толщины слоя атмосферного воздуха).

Последовательность выполнения работы

1. Включите электронный осциллограф. Выключите развертку и установите луч в центре экрана трубки.

2. Соедините выход первого счетчика с X-входом осциллографа, а выход второго счетчика — с Y-входом.

3. Включите выпрямитель и наблюдайте импульсы от счетчиков на экране осциллографа.

4. Поставьте счетчики вертикально один над другим и сосчитайте число совпадений за пять минут, регистрируя выбросы луча под углом 45° к горизонтали.

5. Расположите счетчики горизонтально и сосчитайте число совпадений за 5 мин. Найдите отношение интенсивностей потока космического излучения по вертикали и в горизонтальном направлении у поверхности Земли.

Контрольные вопросы

1. Из каких частиц состоит первичное космическое излучение?
2. Какой состав имеют космические лучи у поверхности Земли?
3. Как в данной работе производится регистрация совпадений?
4. Почему гамма-квант не может быть зарегистрирован одновременно двумя счетчиками Гейгера — Мюллера?
5. Почему частица космического излучения при прохождении через два счетчика регистрируется каждым из них?

1. Наиболее интенсивные линии спектров элементов

Цвет спектральной линии	Длина волны, нм	Элемент
Красный	696	Аргон
	686	Фтор
	671	Литий
	668	Гелий
	661	Азот
	656	Водород
	644	Кальций
	644	Кадмий
	643	Таллий
	640	Неон
	636	Цинк
	624	Алюминий
Оранжевый	610	Литий
	594	Азот
	589	Натрий
	588	Гелий
	587	Криптон
	585	Неон
Желтый	580	Калий
	578	Барий
	568	Азот
	561	Свинец
Зеленый	557	Криптон
	554	Барий
	546	Йод
	546	Ртуть
	540	Неон
	535	Таллий
	534	Калий
	522	Медь
	521	Серебро
	521	Хром
	518	Магний
Голубой	500	Азот
	498	Титан
	493	Барий

Цвет спектральной линии	Длина волны, нм	Элемент
Голубой	486	Водород
	483	Стронций
	482	Хлор
	481	Цинн
Синий	480	Хлор
	479	Бром
	473	Селен
	472	Висмут
	472	Цинк
	471	Гелий
	469	Цирконий
	469	Сера
	467	Ксенон
	463	Азот
	461	Стронций
	460	Литий
	456	Цезий
	455	Барий
	452	Олово
451	Индий	
447	Гелий	
441	Кислород	
Фиолетовый	438	Ванадий
	436	Ртуть
	430	Вольфрам
	428	Хром
	427	Углерод
	424	Уран
	423	Кальций
	423	Германий
	422	Рубидий
	422	Стронций
	419	Кислород
	406	Свинец
	404	Калий
403	Гелий	

2. Длины волн спектральных линий, наиболее характерных для некоторых элементов в видимой области спектра

Элемент	Длина волны, нм	Цвет линий
Азот	661	Красный
	648	Красный
	594	Оранжевый
	568	Желтый
	500	Зеленый
	480	Голубой
	463 445	Синий Фиолетовый
Алюминий	624	Красный
	396	Фиолетовый
	394	Фиолетовый
Аргон	696	Красный
Барий	660	Красный
	614	Оранжевый
	578	Желтый
	554	Зеленый
	493	Голубой
	455	Синий
Бром	482	Голубой
	479	Синий
	470	Синий
Ванадий	488	Голубой
	446	Фиолетовый
	438	Фиолетовый
Висмут	555	Зеленый
	472	Синий
	430	Фиолетовый
	412	Фиолетовый
Водород	656	Красный
	486	Голубой
	434	Фиолетовый
	410	Фиолетовый
Гелий	706	Красный
	668	Красный
	588	Оранжевый
	502	Голубой
	492	Голубой
	471	Синий
	447 439 403	Фиолетовый Фиолетовый Фиолетовый

Элемент	Длина волны, нм	Цвет линий
Гелий	396	Фиолетовый
	389	Фиолетовый
Золото	628	Красный
	584	Желтый
	506	Голубой
	479	Синий
	461	Синий
	449	Фиолетовый
	432	Фиолетовый
Индий	451	Синий
	410	Фиолетовый
Кадмий	644	Красный
	509	Голубой
	480	Синий
	468	Синий
	466 441	Синий Фиолетовый
Калий	694	Красный
	691	Красный
	580	Желтый
	536	Зеленый
	404	Фиолетовый
Кальций	644	Красный
	612	Оранжевый
	559	Зеленый
	445	Фиолетовый
	443 423	Фиолетовый Фиолетовый
Кислород	470	Синий
	441	Фиолетовый
	419	Фиолетовый
	397	Фиолетовый
Кремний	637	Красный
	635	Красный
	391	Фиолетовый
Криптон	587	Оранжевый
	557	Зеленый
Ксенон	467	Синий
	462	Синий
	450	Фиолетовый

Элемент	Длина волны, нм	Цвет линий
Литий	671	Красный Оранжевый Голубой Синий
	610	
	497	
	460	
Магний	553	Зеленый Зеленый Зеленый Синий Синий
	518	
	517	
	470	
	457	
Марганец	602	Оранжевый Зеленый Голубой Синий Синий Фиолетовый Фиолетовый Фиолетовый
	512	
	482	
	478	
	475	
	445	
	444	
	403	
Медь	578	Желтый Желтый Зеленый Зеленый Голубой Синий Синий Фиолетовый Фиолетовый Фиолетовый Фиолетовый
	570	
	522	
	515	
	510	
	465	
	459	
	448	
	438	
	428	
	406	
402		
Натрий	616	Оранжевый Оранжевый Оранжевый Желтый Зеленый Голубой Синий
	590	
	589	
	569	
	515	
	498	
	467	
Неон	640	Красный Оранжевый Оранжевый Желтый Зеленый Зеленый Голубой Голубой
	614	
	594	
	585	
	540	
	533	
	503	
485		

Элемент	Длина волны, нм	Цвет линий
Олово	563	Желтый Синий
	452	
Ртуть	579	Желтый Зеленый Синий Фиолетовый Фиолетовый Фиолетовый
	546	
	492	
	436	
	408	
405		
Свинец	561	Желтый Зеленый Голубой Фиолетовый Фиолетовый
	520	
	500	
	416	
	406	
Селен	474	Синий Синий
	473	
Сера	469	Синий
Стронций	641	Красный Красный Голубой Голубой Синий Фиолетовый
	639	
	496	
	483	
	461	
	422	
Таллий	655	Красный Зеленый
	535	
Титан	501	Голубой Голубой Синий
	498	
	453	
Уран	424	Фиолетовый
	424	
Фтор	690	Красный Красный
	685	
Хлор	482	Голубой Голубой Синий
	481	
	480	
Хром	520	Зеленый Синий Фиолетовый Фиолетовый Фиолетовый Фиолетовый Фиолетовый
	465	
	437	
	435	
	429	
	428	
	425	

Упражнение 1

1. $x(t) = 5 \cdot 10^{-2} \cos\left(\frac{\pi t}{2} + \frac{\pi}{2}\right)$. 3. Да; $\frac{\pi}{4}$. 4. $A = 6 \cdot 10^{-2}$ м; $\varphi \approx 50^\circ$.
 б. $A = 0$. 6. $x_1(t) = 5 \cdot 10^{-2} \cos 0,4 \pi t$; $x_2(t) = 3 \cdot 10^{-3} \cos \pi t$; $x_3(t) =$
 $= 10^{-2} \cos 2 \pi t$. 7. $T = 2 \pi \sqrt{\frac{l}{g+a}}$; $T = 2 \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$; $T = 2 \pi \sqrt{\frac{l}{g-a}}$.
 8. $T = 2 \pi \sqrt{\frac{l}{\sqrt{g^2 + a^2}}}$. 9. $T = 2 \pi \sqrt{\frac{m}{k}}$ во всех случаях.
 10. $T = 2 \pi \sqrt{\frac{m}{2k}}$. 11. $T = 2 \pi \sqrt{\frac{m}{2 \rho g S}}$. 12. $T = 10^{-3}$ сек; $L = 1$ гн;

$i(a) = -1,6 \cdot 10^{-3} \sin(2 \cdot 10^3 \pi t)$; $W_3 = W_M = 1,3 \cdot 10^{-6}$ дж. 13. $C = 35,4$ мкф;
 $C_{рез} = 14,5$ мкф; $I_{макс} = 2,2$ а; $\rho = 220$ ом; $Q = 2,2$. 14. $L = 2$ гн;
 $C = 5$ мкф. 15. $L = 3,5$ гн. 16. $I_L = I_\phi = 1,27$ а; $I' = 1,1$ а. 17. $I_1 =$
 $= 2,2$ а; $I_2 = I_3 = 4,4$ а; $I'_1 = I'_2 = 1,47$ а; $I'_3 = 4,4$ а.

Упражнение 2

1. $v = 50$ сек⁻¹; $v = 314$ м/сек; $\lambda = 6,28$ м; $u = -0,0942 \cdot \sin(314t - x)$.
 2. $v_{зв} = 400$ м/сек. 3. Не зависит. 4. Можно экспериментально определить
 скорость распространения звука в газе, а затем вычислить температуру
 газа. 5. 326°К. 6. 12,5 км. 7. $r_1 = 7 \cdot 10^{-4}$ м; $r_2 = 10^{-3}$ м. 8. $r_1 = 5,75 \times$
 $\times 10^{-4}$ м; $r_2 = 8,05 \cdot 10^{-4}$ м. 9. $l = 1,1 \cdot 10^4$ м. 10. $\varphi = 0$. 13. $5,26 \cdot 10^6$.

Упражнение 3

1. $4 \cdot 10^{26}$ ат; $0,5 \cdot 10^{-6}$ м. 2. $7 \cdot 10^{12}$ лет. 3. 16; $5,8 \cdot 10^{-6}$ м; $2,9 \cdot 10^{-6}$ м.
 4. $6,54 \cdot 10^{-7}$ м; $6,5 \cdot 10^5$ м/сек. 5. $0,4 \cdot 10^{-18}$ дж = 2,5 эв; $6 \cdot 10^{14}$ эц.
 7. $1,9 \cdot 10^6$ м/сек. 8. $9,9 \cdot 10^{15}$ эц. 9. 54,4 в; 122,4 в. 10. $2,54 \cdot 10^{-7}$ м.
 11. $2,5 \cdot 10^{-11}$ м. 12. $0,12 \cdot 10^{-11}$ м; $3,15 \cdot 10^{-23}$ кг · м/сек; $9,45 \cdot 10^{-16}$ дж.
 13. $1,32 \cdot 10^3$ м/сек; $0,6 \cdot 10^8$ м/сек; $5 \cdot 10^{-6}$ в; 10^4 в.

Глава I. Колебания

§ 1. Гармонические колебания	3
§ 2. Экспериментальное изучение колебаний груза на пружине	7
§ 3. Экспериментальное изучение свойств математического маятника	9
§ 4. Графическое представление гармонических колебаний	11
§ 5. Свободные колебания в электрическом контуре	12
§ 6. Анализ процессов в электрических цепях переменного тока методом векторных диаграмм	17
§ 7. Резонанс в последовательной цепи переменного тока	19
§ 8. Измерение емкостного сопротивления конденсатора	22
§ 9. Измерение индуктивного сопротивления катушки	23
§ 10. Трехфазный генератор	24
§ 11. Получение вращающегося магнитного поля. Асинхронный двигатель	30
§ 12. Понятие о гармоническом анализе периодических процессов	32
§ 13. Анализ звука	36
§ 14. Примеры решения задач	39
Упражнение 1	43

Глава II. Волны

§ 15. Звуковые волны	46
§ 16. Развитие представлений о природе света	52
§ 17. Зоны Френеля	57
§ 18. Дифракция света	66
§ 19. Дифракционная решетка	73
§ 20. Интерференция света и когерентность	80
§ 21. Голография	83
§ 22. Примеры решения задач	90
Упражнение 2	94

Глава III. Кванты и частицы

§ 23. Законы излучения абсолютно черного тела	96
§ 24. Гипотеза Планка	100
§ 25. Фотон	101
§ 26. Кванты и атомы	107
§ 27. Опыт Франка и Герца	113

28. Оптические квантовые генераторы	116
29. Спектры и спектральный анализ	127
30. Ядерные спектры	135
31. Элементарные частицы	140
32. Частицы и волны	144
33. Примеры решения задач	148
Упражнение 3	152

Глава IV. Физический практикум

1. Проверка закона Ома для цепи переменного тока	154
2. Изучение резонанса в электрических цепях	155
3. Изучение генератора негармонических колебаний	156
4. Изучение работы трехфазного генератора	158
5. Изучение работы трехфазного асинхронного двигателя	159
6. Измерение скорости распространения электромагнитных волн	161
7. Зависимость мощности излучения черного тела от температуры.	165
8. Определение постоянной Планка	167
9. Качественный спектральный анализ	169
10. Определение эффективного сечения взаимодействия фотонов с молекулами флуоресцина	174
11. Изучение явления интерференции света	178
12. Определение максимальной энергии бета-спектра	180
13. Изучение закона радиоактивного распада	182
14. Регистрация космических лучей	184
Приложение	187
Ответы к упражнениям	190

*Флег Федорович КАБАРДИН
Владимир Алексеевич ОРЛОВ
Никодим Иванович ШЕФЕР*

ФАКУЛЬТАТИВНЫЙ КУРС ФИЗИКИ 10 КЛАСС

Редактор Г. Р. Лисенкер
Художественный редактор Т. А. Алябьева
Технические редакторы Л. Я. Медведев и М. М. Широкова
Корректор К. А. Иванова

Сдано в набор 9/VIII 1974 г. Подписано к печати 13/1 1975 г. 60×90/16. Бумага типограф. № 1 сыктывкарская. Печ. л. 12,00+0,125 вкл. Уч.-изд. л. 12,02+0,11 вкл. Тираж 200 тыс. экз. А05327.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Просвещение» Государственного комитета Совета Министров РСФСР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. Москва, 3-й проезд Марьиной рощи, 41.

Отпечатано с матриц Саратовского ордена Трудового Красного Знамени полиграфического комбината на Калининском полиграфкомбинате детской литературы им. 50-летия СССР Росглавополиграфпрома Госкомиздата Совета Министров РСФСР, Калинин, проспект 50-летия Октября, 45. Заказ 348.

Цена 43 коп.