

223
22-11

С.С. ХУДАЙБЕРДИЕВ

ФИЗИКА

В СТРОИТЕЛЬСТВЕ

II
часть

22.3
X-98

**МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ
УЗБЕКИСТАН**

**ТАШКЕНТСКИЙ АРХИТЕКТУРНО-СТРОИТЕЛЬНЫЙ
ИНСТИТУТ**

С.С. Худайбердиев

ФИЗИКА В СТРОИТЕЛЬСТВЕ

II часть

*Рекомендовано Министерством высшего и среднего специального
образования Республики Узбекистан в качестве учебного пособия*

**Ташкент
«IQTISOD-MOLIYA»
2018**

УДК: 53:69(075.8)

ББК: 22.3

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, проф. НУУз К.А.Турсунметов;

канд. физ.-мат. наук, проф. ТАСИ А.С.Нигманходжаев

X 98 Физика в строительстве: Учебное пособие. II часть /
С.С. Худайбердиев; Минвуз РУз. – Т.: «Iqtisod-Moliya», 2018.
216 с.

Учебное пособие «Физика» II часть соответствует программе по курсу общей физики в технических вузах и отражает разделы “Постоянный электрический ток”, “Магнитное поле”, “Электромагнитная индукция”, “Электромагнитные колебания”, «Геометрическая оптика», «Волновая оптика», «Квантовая физика», «Физика атома и атомного ядра».

Пособие отличается лаконичным, доступным изложением учебного материала с использованием широкого спектра иллюстраций в виде рисунков, графиков, схем, таблиц и т.д. В основу создания пособия положены педагогические принципы логической структуризации и систематизации учебного материала.

Данная работа разработана в едином комплексе с мультимедийным курсом лекций по физике, содержащим демонстрационные опыты, натурные и интерактивные эксперименты, анимации, фрагменты документальных и учебных фильмов.

Рекомендуется для обучения бакалавров технических вузов не физических специальностей.

УДК: 53:69(075.8)

ББК: 22.3я722

Учебное пособие предназначено для бакалавров технических вузов и приказом Министерства высшего и среднего специального образования №274 от 2018 года разрешено к печати (№ гриф. 274/174)

ISBN 978-9943-13-741-7

© С.С. Худайбердиев, 2018

© «Iqtisod-Moliya», 2018

II часть

Глава 1. ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ. КОНДЕНСАТОРЫ

1.1. Электроемкость

Опытом установлено, что при сообщении проводнику электрического заряда изменяется его потенциал Φ . Для уединенного проводника эта зависимость имеет вид: $q = C\Phi$.

Уединенным проводником называют такой проводник, вблизи которого нет других тел, влияющих на распределение электрического заряда. Постоянная величина C , характерная для данного проводника, называется электроемкостью или просто емкостью: $C = \frac{q}{\Phi}$.

Емкость проводника численно равна заряду, изменяющему потенциал проводника на единицу. За единицу емкости в системе "СИ" принимается фарада: $(\Phi) 1\Phi = \frac{1\text{Кл}}{1\text{В}}$.

Фарада - это емкость такого проводника, для которого заряд в 1 Кл изменяет его потенциал на 1 В.

Получим формулу емкости шара, используя формулу для потенциала уединенного шара радиуса R в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ :

$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon R}$. подставив в $C = \frac{q}{\Phi}$, получим $C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R$ - емкость шара.

Из этой формулы видно, что емкость в одну фараду в вакууме должен иметь шар размером $R = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = k = 9 \times 10^9$ м, что в 1400 раз больше радиуса Земли.

Фарада - очень крупная единица, поэтому пользуются дольными единицами емкости:

• микрофарада - $1\text{мкФ}=10^{-6}\Phi$, нанофарада - $1\text{пФ}=10^{-9}\Phi$, пикофарада -- $1\text{пФ}=10^{-12}\Phi$.

Емкость проводника зависит от его формы, размеров его поверхности, от диэлектрической проницаемости окружающей среды и от расположения окружающих проводников.

Большая емкость проводника позволяет накапливать большие заряды при низком потенциале. Большими емкостями обладают системы проводников, разделенных диэлектриком. Такие системы называются - конденсаторами. Широкое применение в технике имеют конденсаторы постоянной емкости. Такие конденсаторы изготавливаются из большого числа станиолевых пластин, проложенных тонким слоем диэлектрика.

1.2. Конденсатор

Плоский конденсатор состоит из двух параллельных друг другу проводящих пластин (обкладок), расположенных на некотором расстоянии d друг от друга (рис.1.1).

Это расстояние обычно выбирается достаточно малым по сравнению с линейными размерами пластин. В этом случае электрическое поле сосредоточено в основном между обкладками конденсатора. В этой области его можно считать приближенно однородным.

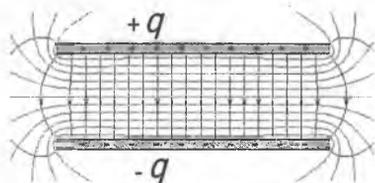


Рис.1.1

Емкость конденсатора это емкость одной пластины в присутствии другой. За счет заряда противоположного знака на второй пластине потенциал первой пластины уменьшается и следовательно, емкость возрастает.

Под емкостью конденсатора понимают отношение заряда одной пластины к разности потенциалов между пластинами:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}.$$

Каждая из заряженных пластин плоского конденсатора создает вблизи поверхности электрическое поле, модуль напряженности которого выражается соотношением: $E_1 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$.

Согласно принципу суперпозиции, напряженность \vec{E} поля, создаваемого обеими пластинами, равна сумме напряженностей \vec{E}^+ и \vec{E}^- полей каждой из пластин: $\vec{E} = \vec{E}^+ + \vec{E}^-$.

Внутри конденсатора вектора \vec{E}^+ и \vec{E}^- параллельны, и направлены в одну сторону, поэтому модуль напряженности суммарного поля равен:

$$E = 2E_1 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Вне пластин вектора \vec{E}^+ и \vec{E}^- направлены в разные стороны, и поэтому $E = 0$. Заряд на одной из пластин $q = 2\sigma S$. Поверхностная плотность σ заряда пластин равна q/S , где q – заряд, а S – площадь каждой пластины.

Разность потенциалов $\Delta\phi$ между пластинами в однородном электрическом поле равна Ed , где d – расстояние между пластинами.

Из этих соотношений можно получить формулу для емкости плоского конденсатора: $C = \frac{q}{\Delta\phi} = \frac{\sigma \cdot S}{E \cdot d} = \frac{\varepsilon_0 S}{d}$.

Емкость плоского конденсатора прямо пропорциональна площади пластин (обкладок) и обратно пропорциональна расстоянию между ними.

Если пространство между обкладками заполнено диэлектриком, емкость конденсатора увеличивается в ε

раз: $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$.

Сферический Цилиндрический конденсатор конденсатор

Рис.1.2

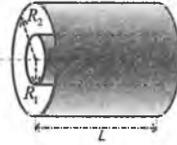


Рис.1.3

Сферический конденсатор – это система из двух концентрических проводящих сфер с радиусами R_1 и R_2 (рис.1.2):

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}.$$

Цилиндрический конденсатор – система из двух соосных проводящих цилиндров с радиусами R_1 и R_2 , и

длиной L (рис.1.3): $C = 2\pi\epsilon_0\epsilon \frac{L}{\ln R_2 / R_1}.$

1.3. Соединение конденсаторов

Конденсаторы могут быть соединены в батареи последовательно и параллельно.

При **последовательном** соединении отрицательная обкладка одного конденсатора соединяется с положительной обкладкой следующего конденсатора (рис.1.4).

Количество электричества (заряд) на пластинах будет численно одинаковым $q_1=q_2=\dots q_n=q=const.$

Напряжение U , приложенное к системе, распределяется между

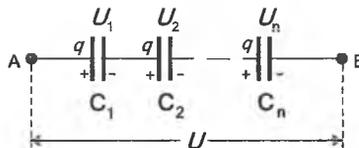


Рис.1.4

отдельными конденсаторами, т.е.

$$U = U_1 + U_2 + \dots U_n, \tag{1}$$

из определения емкости:

$$U_1 = \frac{q}{C_1}, U_2 = \frac{q}{C_2}, U_n = \frac{q}{C_n}, U = \frac{q}{C}, \quad (2)$$

где C – результирующая емкость.

Подставляем формулы (2) в (1), получим:

$$\frac{q}{C} = \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} + \dots + \frac{q}{C_n} \Rightarrow \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad \text{или} \quad \frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}.$$

При **параллельном** соединении положительные обкладки соединяются с положительными, а отрицательные с отрицательными (рис.1.5).

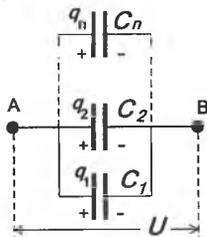


Рис.1.5

Напряжения между пластинами конденсаторов равны разности потенциалов точек А и В, поэтому равны между собой.

$$U_1 = U_2 = \dots = U_n = U = \varphi_A - \varphi_B,$$

$$q_1 = C_1 U, \quad q_2 = C_2 U, \quad q_n = C_n U,$$

$$\text{т.е. } q = CU. \quad (1)$$

Заряд системы, параллельно соединенных конденсаторов равен сумме зарядов каждого конденсатора.

$$q = q_1 + q_2 + \dots + q_n. \quad (2)$$

Подставляя формулы (1) в (2), получим:

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n \quad \text{или} \quad C = \sum_{i=1}^n C_i.$$

При параллельном соединении емкости складываются.

Поскольку в конденсаторе между обкладками находится слой диэлектрика, то постоянный ток через конденсатор не проходит.

Переменный ток может течь в цепи, содержащей конденсатор, и представляет собой многократную перезарядку конденсатора.

1.4. Энергия электрического поля

Энергия заряженного конденсатора равна работе внешних сил, которую необходимо затратить, чтобы зарядить конденсатор.

Процесс зарядки конденсатора можно представить как последовательный перенос достаточно малых порций заряда $\Delta q > 0$ с одной обкладки на другую (рис.1.6).

При этом одна обкладка постепенно заряжается положительным зарядом, а другая – отрицательным.

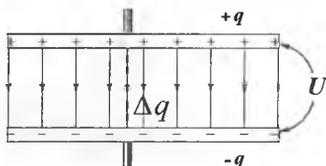


Рис.1.6

Поскольку каждая порция переносится в условиях, когда на обкладках уже имеется некоторый заряд q , а между ними существует некоторая разность потенциалов

$U = \frac{q}{C}$, то при переносе каждой порции Δq

внешние силы должны совершить работу: $\Delta A = U \Delta q = \frac{q \Delta q}{C}$.

Энергия W_k конденсатора емкости C , заряженного зарядом Q , может быть найдена путем интегрирования этого выражения в пределах от 0 до Q :

$$W_k = A = \frac{Q^2}{2C}.$$

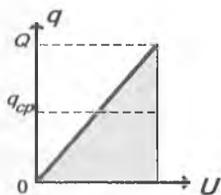


Рис.1.7

Формулу энергии заряженного конденсатора можно так же получить, используя график линейной зависимости $q(U)$ (рис.1.7), так как $q=CU$.

$$W_k = A = q_{cp} U = \frac{(0+Q) U}{2} = \frac{QU}{2}.$$

Работа численно равна площади выделенного треугольника на графике.

Таким образом, если воспользоваться соотношением $Q=CU$, энергию заряженного конденсатора, можно задать эквивалентными формулами:

$$W_k = \frac{Q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2} = \frac{QU}{2}.$$

Электрическую энергию W_k следует рассматривать как потенциальную энергию, запасенную в заряженном конденсаторе.

Электрическая энергия конденсатора локализована в пространстве между обкладками конденсатора, то есть в

электрическом поле. Поэтому ее называют энергией электрического поля.

Объемная плотность электрической энергии

Напряженность однородного поля в плоском конденсаторе равна:

$$E = U/d, \text{ а его емкость } C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d},$$

$$\text{поэтому: } W_k = \frac{CU^2}{2} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon SE^2 d^2}{2d} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2} V,$$

где $V = Sd$ – объем пространства между обкладками, занятый электрическим полем. Из этого соотношения следует, что физическая величина является электрической (потенциальной) энергией единицы объема пространства, в котором создано электрическое поле:

$$w = \frac{W_k}{V} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}, \text{ значит } w \sim \varepsilon, w \sim E^2.$$

Сила взаимодействия пластин конденсатора

Используя выражение для энергии $W_k = \frac{Q^2}{2C} = \frac{Q^2}{2\varepsilon_0\varepsilon S} x$ можно найти механическую силу, с которой пластины конденсатора притягиваются друг к другу $F = -\frac{dW}{dx} = -\frac{Q^2}{2\varepsilon_0\varepsilon S}$.

Знак «-» указывает на то, что сила F стремится уменьшить расстояние между пластинами x , то есть является силой притяжения.

Контрольные вопросы

1. Что называется емкостью, и в каких единицах она измеряется?
2. Что называется конденсатором? Приведите типы конденсаторов.
3. От чего зависит емкость конденсатора? Выведите формулу емкости плоского конденсатора.
4. Чему равна емкость при последовательном и параллельном соединении конденсаторов?

5. Какой радиус R должен иметь проводящий шар, чтобы его емкость в вакууме равнялась одной фараде?

6. Имея два одинаковых конденсатора, как получить емкость в два раза большую и в два раза меньшую, чем у одного из них?

7. Как определяется энергия конденсатора?

Глава 2. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

2.1. Электрический ток. Сила тока. Плотность тока

Если к изолированному проводнику приложить электрическое поле \vec{E} , то на свободные заряды q в проводнике будет действовать сила $\vec{F} = q\vec{E}$. В результате, в проводнике возникает упорядоченное перемещение свободных зарядов, возникает электрический ток (рис. 2.1).

Непрерывное упорядоченное движение свободных носителей электрического заряда, называется электрическим током.

За направление электрического тока принято направление движения положительных свободных зарядов.

Условия, необходимые для существования электрического тока:

1. Наличие свободных заряженных частиц.

2. Наличие электрического поля.

Рис.2.1

Протекание тока сопровождается *действиями тока*:

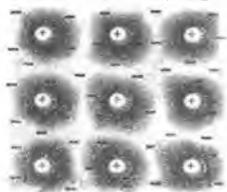
1. Тепловое. Проводник, по которому течет ток, нагревается. Тепловое действие проявляется практически всегда. Исключение составляет явление сверхпроводимости, тепловое действие тока не проявляется так же при протекании тока в вакууме.

2. Химическое. Электрический ток изменяет химический состав проводника. Наблюдается при протекании тока в электролитах.

3. Магнитное. Ток оказывает силовое воздействие на соседние токи и на магнитные тела. Магнитное действие тока в отличие от химического и от теплового явления является *основным*, так как проявляется у всех без исключения проводников (наблюдается всегда).

Электрический ток в проводниках (металлах) обусловлен наличием *свободных электронов* (рис.2.2).

Положительно заряженные ионы металла, образуют кристаллическую решетку. «Газ свободных электронов» образуется за счет одного или нескольких электронов, отданных каждым атомом. Свободные электроны способны блуждать по всему объему кристалла.



Силой тока называется скалярная физическая величина, численно равная электрическому заряду, проходящему через поперечное сечение проводника за единицу времени: $I = \frac{dq}{dt}$.

Рис.2.2

Если величина силы тока и его направление не меняются с течением времени, то ток называется *постоянным* и $I = \frac{q}{t}$.

Единица силы тока – *1 ампер*. Ампер в системе СИ является *основной* единицей и определяется из магнитного взаимодействия двух параллельных бесконечно длинных проводников с током.

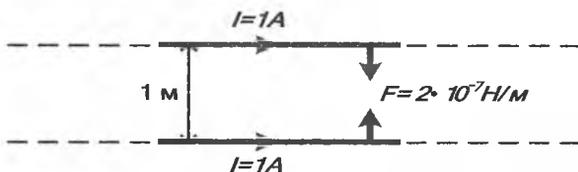


Рис.2.3

1 ампер (А) равен силе постоянного тока, который протекая по двум длинным параллельным прямолинейным проводникам, расположенным на расстоянии 1 м, один от другого в вакууме, вызывает между этими проводниками силу взаимодействия, равную $2 \times 10^{-7} \text{ Н}$ на каждый метр длины (рис.2.3).

Сила тока зависит от заряда частицы e , концентрации n , скорости частиц v и площади сечения проводника S :

$$I = \frac{q}{t} = \frac{eN}{t} = \frac{enV}{t} = \frac{envtS}{t} = evnS,$$

где $q = eN$; n - концентрация частиц; в объеме $V = vtS$ содержится $N = nV$ частиц.

Плотностью тока \vec{j} называется векторная физическая величина, численно равная силе тока, приходящегося на единицу площади, ориентированной перпендикулярно току: $\vec{j} = \frac{\Delta I}{\Delta S}$ или $j = evn$.

Вектор \vec{j} направлен вдоль тока по вектору напряженности электрического поля в проводнике.

В системе СИ плотность тока измеряется в A/m^2 .

Для постоянного тока $j = \frac{I}{S}$.

2.2. Закон Ома для однородного участка цепи. Сопротивление

Рассмотрим отрезок однородного цилиндрического проводника длиной l , по которому течет постоянный ток I , внутри проводника поддерживается постоянное электрическое поле E (рис.2.4).

Из формулы, связывающей напряженность поля с разностью потенциалов, получим:

$$E = -\frac{\Delta\varphi}{l} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l} = \frac{U}{l}.$$

Рис.2.4

Ом экспериментально установил, что ток на участке цепи прямо пропорционален напряжению и обратно пропорционален сопротивлению участка:

$I = \frac{U}{R}$ - этот закон называется законом Ома в интегральной форме.

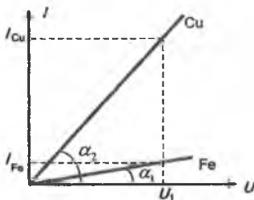


Рис.2.5

Для каждого проводника существует зависимость силы тока от приложенного напряжения, называемая *вольтамперная характеристика*. Для металлических проводников эта зависимость имеет линейный характер (рис.2.5). Из графика можно определить сопротивление проводников:

$$R = ctg\alpha.$$

Электрическое сопротивление

Согласно классической электронной теории, движение свободных электрических зарядов, создающих электрический ток, не происходит беспрепятственно. В металлических проводниках электроны проводимости сталкиваются с ионами, совершающими тепловые колебания около своих положений равновесия, теряют скорость упорядоченного движения и передают этим частицам часть своей кинетической энергии. Затем электроны снова разгоняются электрическим полем, снова сталкиваются с ионами, тормозятся и т.д. Вследствие этого уменьшается и сила тока в проводнике.

Свойство проводника препятствовать прохождению электрического тока называют его сопротивлением. Сопротивление зависит от материала проводника, его длины, поперечного сечения и температуры:

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

где R - сопротивление проводника; l - длина; S - площадь поперечного сечения проводника; ρ - удельное сопротивление вещества проводника.

За единицу сопротивления R в системе СИ принимают 1 Ом . 1 Ом - это сопротивление такого проводника, по которому течет ток в 1 А , если на его концах поддерживается напряжение 1 В :

$$1\text{ Ом} = \frac{1\text{ В}}{1\text{ А}}.$$

Удельное сопротивление проводника ρ численно равно сопротивлению проводника, имеющего длину 1 м и площадь поперечного сечения 1 м^2 .

Единицей удельного сопротивления является $1\text{ Ом}\cdot\text{м}$.

Удельное сопротивление зависит от рода вещества и температуры.

Величина обратная сопротивлению, называется *электрической проводимостью проводника*: $\Lambda = \frac{1}{R}$, единица проводимости - сименс (См).

Величина, обратная удельному сопротивлению, называется удельной электрической проводимостью вещества проводника:

$$\gamma = \frac{1}{\rho}.$$

Закон Ома в дифференциальной форме

$$j = \frac{I}{S} = \frac{U}{RS} = \frac{US}{S\rho l} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{U}{l} = \gamma E.$$

При выводе использован закон Ома $I = \frac{U}{R}$; учитывая, что

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

имеем $\gamma = \frac{1}{\rho}$ и $\frac{U}{l} = E$. $\vec{j} = \gamma \vec{E}$ - закон Ома для постоянного тока в дифференциальной форме.

Зависимость сопротивления от температуры

Сопротивление металла возрастает линейно с увеличением температуры:

$$R = R_0(1 + \alpha t),$$

где α - температурный коэффициент сопротивления металлов;

R - сопротивление проводника при температуре t ;

R_0 - сопротивление проводника при 0°C .

Зависимость сопротивления от температуры с точки зрения электронной проводимости твердых тел можно объяснить тем, что с увеличением температуры возрастает амплитуда колебаний иона кристаллической решетки металла, а, следовательно, увеличивается число столкновений электронов с ионами.

Кроме того, с увеличением температуры возрастает скорость хаотического движения электронов, что приводит к уменьшению средней скорости их упорядоченного движения, а, следовательно, и тока ($I = envS$).

Явление сверхпроводимости, открыто датским физиком Х. Каммерлинг-Оннесом в 1911 году. При некоторой определенной температуре $T_{\text{кр}}$, различной для разных веществ, удельное сопротивление скачком уменьшается до нуля (рис.2.6). Критическая температура у ртути равна 4,1 К, у алюминия 1,2 К, у олова 3,7 К.

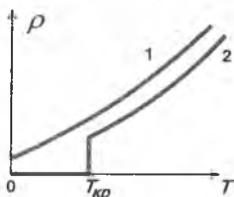


Рис.2.6

Зависимость удельного сопротивления ρ от абсолютной температуры T при низких температурах:

1 – нормальный металл;

2 – сверхпроводник.

Вещества в сверхпроводящем состоянии обладают исключительными свойствами.

Практически важным из них является способность длительное время (многие годы) поддерживать без затухания электрический ток, возбужденный в сверхпроводящей цепи.

2.3. Соединение проводников

В электрической цепи проводники могут быть соединены последовательно и параллельно, а также смешанным образом.

Последовательное соединение

Последовательным называется соединение проводников без узлов (рис.2.7). Начало второго проводника соединяется с концом первого и т.д.

Узел называется точка, в которой сходятся более чем два проводника.

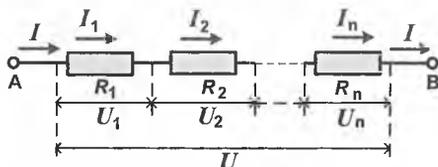


Рис. 2.7

При последовательном соединении проводников ток I одинаков во всех сопротивлениях: $I=I_1=I_2=\dots=I_n$. Падение напряжения на концах цепи равно сумме напряжений на отдельных участках: $U=U_1+U_2+\dots+U_n$. Применяв закон Ома, получим: $IR=IR_1+IR_2+\dots+IR_n \Rightarrow R=R_1+R_2+\dots+R_n$ или $R=\sum_{i=1}^n R_i$, т.е. *общее сопротивление равно сумме отдельных сопротивлений*.

При последовательном соединении n одинаковых проводников R_1 , общее сопротивление равно: $R=nR_1$.

Параллельное соединение

Параллельным соединением называется соединение нескольких проводников между двумя узлами (рис. 2.8, точки А и В- узлы).

Все вместе параллельно соединенные проводники составляют разветвление, а каждый из них является ветвью. Начала и концы сопротивлений соединяются взаимно.

При параллельном соединении проводников напряжение U на всем участке АВ будет таким же, как и для каждого отдельного проводника, т.е.

$$U = U_1 = U_2 = \dots = U_n.$$

В точке А (узел) происходит разветвление тока: $I = I_1 + I_2 + \dots + I_n$.

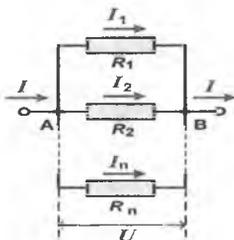


Рис.2.8

Применив закон Ома для каждого участка, получим:

$$\frac{U}{R} = \frac{U}{R_1} + \dots + \frac{U}{R_n} \Rightarrow \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} \text{ и } \frac{1}{R} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} - \text{общее сопротивление}$$

проводников, соединенных параллельно.

Отметим, что общее сопротивление параллельного соединения, меньше самого малого из его сопротивлений.

При параллельном соединении n одинаковых сопротивлений R_1 , общее сопротивление равно: $R = \frac{R_1}{n}$.

Пример расчета сопротивления сложной цепи по формулам последовательного и параллельного соединения проводников (рис.2.9).

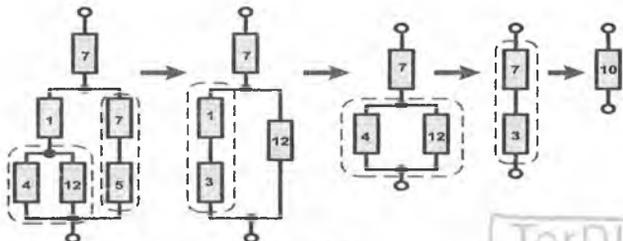


Рис.2.9

TerDU ARM
№ 404 755

Указана последовательность вычислений, сопротивления проводников даны в омах (Ом).

2.4. Измерение напряжения и силы тока

Для измерения напряжений и токов в электрических цепях используются приборы – **вольтметры** и **амперметры** (рис.2.10).

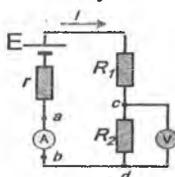


Рис.2.10

Вольтметр (V) подключается *параллельно* участку цепи, на котором производится измерение разности потенциалов.

Амперметр (A) включается *последовательно* в разрыв электрической цепи, чтобы через него проходил весь измеряемый ток.

Вольтметр обладает некоторым внутренним сопротивлением R_B . Для того, чтобы вольтметр не вносил заметного перераспределения токов, его внутреннее сопротивление должно быть велико по сравнению с сопротивлением того участка цепи, к которому он подключен ($R_B \gg R_2$). Это условие означает, что ток I_B , протекающий через вольтметр, много меньше тока I , который протекает по измеряемому участку цепи.

Добавочные сопротивления к вольтметру. Любой вольтметр рассчитан на предельное напряжение U_0 . Можно измерить в n раз большее напряжение $U = nU_0$, если подключить последовательно с вольтметром *добавочный* резистор, сопротивление которого R_d (рис.2.11).

Найдем сопротивление добавочного резистора R_d . При включении в цепь вольтметра добавочного резистора на вольтметр по-прежнему должно приходиться напряжение U_0 , но это составляет лишь $(1/n)$ часть измеряемого напряжения $U_0 = \frac{U}{n}$.

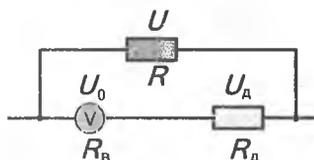


Рис.2.11

Остальная часть напряжения ($U_d = U - U_0$) приходится на добавочный резистор. Поэтому пределы измерения увеличиваются в n раз, и во столько же раз увеличивается цена деления вольтметра, а,

следовательно, уменьшается его чувствительность (в n раз).

В вольтметре и добавочном резисторе устанавливается один и тот же ток I , поэтому: $U_0 = IR_B$, $U = nU_0 = nIR_B$, $U_0 = IR_\partial$.

Так как $U = U_0 + U_\partial$, то $nIR_B = IR_B + IR_\partial \Rightarrow R_\partial = R_B(n-1)$.

Амперметр обладает некоторым внутренним сопротивлением R_A . В отличие от вольтметра, внутреннее сопротивление амперметра должно быть малым по сравнению с полным сопротивлением всей цепи, чтобы при включении амперметра ток в цепи не изменялся.

Шунты к амперметру. Любой амперметр рассчитан на измерение силы токов до некоторого максимального значения I_0 . Можно измерить в n раз большую силу тока $I = n I_0$, если подключить параллельно амперметру резистор, называемый **шунтом** (рис.2.12).

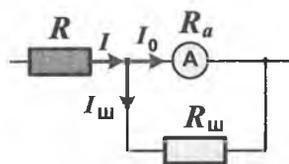


Рис.2.12

Найдем сопротивление шунта $R_{ш}$. Сопротивление амперметра - R_a . При включении шунта часть тока $I_{ш}$ пойдет по нему. Через амперметр должен идти ток, не превышающий I_0 .

Сила тока I_0 меньше измеряемой в n раз: $I_0 = \frac{I}{n}$. Следовательно, цена деления прибора возрастет в n раз, т.е. отклонению стрелки на одно деление будет соответствовать в n раз большая сила тока. Иначе говоря, чувствительность амперметра уменьшится в n раз: при подключении шунта стрелка прибора отклонится на угол, в n раз меньший, чем без него.

При параллельном соединении $I = I_0 n = I_0 + I_{ш}$, а напряжение на шунте и амперметре одинаково и, согласно закону Ома, равно: $I_0 R_a = I_{ш} R_{ш}$. Исключая силу тока I_0 из двух последних уравнений, получим:

$$R_{ш} = \frac{R_a}{n-1}.$$

Контрольные вопросы

1. Что такое электрический ток? Какие частицы создают ток в металлах?

2. При каких условиях возникает электрический ток?
3. Назовите действия электрического тока. Какое действие тока наблюдается всегда?
4. Что называется силой электрического тока, в каких единицах она измеряется?
5. Что такое плотность тока, в чем она измеряется?
6. Объясните сопротивление проводников на основе электронной теории проводимости металлов.
7. Как зависит сопротивление проводника от размеров и материала?
8. Как зависит сопротивление проводника от температуры?
9. В чем заключается явление сверхпроводимости?
10. Сформулируйте закон Ома для участка цепи.
11. Выведите закон Ома в дифференциальной форме.
12. Объясните формулы для U , I , R при последовательном соединении проводников.
13. Объясните формулы для U , I , R при параллельном соединении проводников.
14. Как подсоединяются приборы для измерения силы тока и напряжения?
15. Как вычисляется добавочное сопротивление и сопротивление шунта?

Глава 3. ИСТОЧНИКИ ПОСТОЯННОГО ТОКА

3.1. Источники постоянного тока

Если пластинки заряженного конденсатора (или два заряженных тела) соединить проводником, то через него будет проходить быстро убывающий ток, т.к. пластинки будут разряжаться, и разность потенциалов на концах проводника будет убывать. Для поддержания в цепи тока достаточно длительное время надо поддерживать постоянную разность потенциалов на его концах, для этого необходимо иметь специальное устройство, внутри которого происходило бы непрерывное разделение зарядов и перенос их к соответствующим пластинам (телам).

Электрическое поле вызывает движение положительных зарядов только в сторону убывающего потенциала, поэтому в цепи должны иметься участки, в которых *сторонние силы* (не электростатического происхождения) вызывают движение зарядов в сторону возрастающего потенциала.

Устройство, в котором действуют сторонние силы, называется источником тока.

Электродвижущей силой источника. E (ЭДС) называется работа сторонних сил по перемещению единичного

положительного заряда по замкнутой цепи: $E = \frac{A_{\text{сmp}}}{q}$. В системе

СИ за единицу ЭДС принимается один вольт (1 В): $1 \text{ В} = \frac{1 \text{ Дж}}{\text{Кл}}$.

Химические источники постоянного тока

Гальванические элементы

Источники электрической энергии, в которых энергия получается за счет химической энергии, называются гальваническими элементами.

При погружении металла в кислоту происходит процесс растворения металла в кислоте (рис.3.1).

При этом в раствор переходят его положительные ионы, избыточные электроны остаются в металле и заряжают его *отрицательно*. По мере увеличения концентрации ионов в растворе все большую роль играет обратный процесс – возврат положительных ионов металла на электрод. Устанавливается равновесие: число ионов, переходящих в раствор, равно числу ионов, осаждающихся из раствора за то же время.

Рис.3.1

Этому равновесному состоянию соответствует определенная разность потенциалов между *металлом и раствором, характерная для природы металла и раствора электролита*.

Между металлом и электролитом устанавливается разность потенциалов: $\Phi_{\text{эл}} - \Phi_{\text{мет}}$.

Заметим, что в этом процессе все *металлы заряжаются отрицательно*.

В гальваническом элементе Вольта две пластинки (электроды) из разных металлов (*Zn и Cu*) опущены в электролит (рис.3.2).

Оба электрода заряжаются отрицательно, но медная пластина растворяется в электролите меньше цинковой, избыток отрицательного заряда и разность потенциалов между медью и электролитом меньше, чем между цинком и электролитом. Таким образом, между медным и цинковым электродами возникает разность потенциалов, которая является ЭДС источника

Рис.21.2

$$E = (\Phi_{\text{эл}} - \Phi_{\text{Zn}}) - (\Phi_{\text{эл}} - \Phi_{\text{Cu}}) = \Phi_{\text{Cu}} - \Phi_{\text{Zn}}.$$

При замыкании электродов металлическим проводником *во внешней цепи* гальванического элемента движутся электроны от цинкового электрода с более низким потенциалом к медному с более высоким потенциалом. В электролите движутся ионы: отрицательные SO_4^{2-} от меди к цинку, и положительные (Cu^{2+} и Zn^{2+}) от цинка к меди.

Таким образом, у гальванических элементов поддерживается непрерывный круговорот зарядов, разность потенциалов между электродами сохраняет постоянное значение, и в цепи будет идти длительный постоянный ток. ЭДС не зависит от площади электродов. Процесс является необратимым, так как металлический электрод растворяется в электролите и химические реакции прекращаются.

ЭДС элемента Вольта $E = 1,1В$. Элемент Вольта рассмотрен как пример принципа работы гальванического элемента; вследствие того, что он обладает рядом недостатков, на практике не применяется.

Технически более совершенными являются элементы Лекланше ($E = 1,5В$), в которых в качестве электролита используется раствор нашатыря, а электроды изготовлены из цинка и графита.

В настоящее время производится множество различных типов гальванических элементов.

Аккумуляторы

Если погрузить свинцовые электроды в ванну с раствором серной кислоты, то они покрываются сернокислым свинцом $PbSO_4$. Так как химические процессы на обеих пластинах одинаковы, то разность потенциалов между ними равна нулю. Элемент в таком виде не обладает ещё ЭДС.

Включим ванну в цепь постороннего источника постоянного тока (рис.3.3 а). В процессе прохождения тока на аноде образуется двуокись свинца PbO_2 , а на катоде — чистый свинец Pb . Поскольку пластины стали разнородными, между ними создается разность потенциалов, которая при разомкнутой цепи равна ЭДС

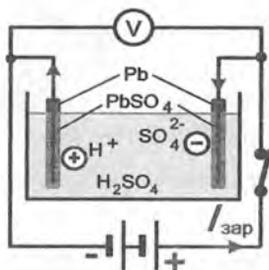


Рис. 3.3 а. Зарядка аккумулятора

$$U = E + I_{зар}r$$

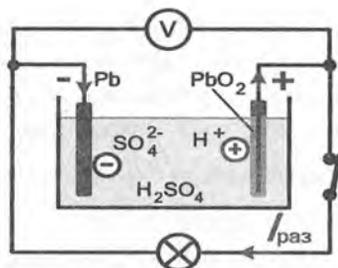


Рис. 3.4 б. Разрядка аккумулятора

$$U = E - I_{раз}r$$

аккумулятора. Если теперь убрать батарею и вместо нее присоединить лампу накаливания (рис.3.4 б), то при замыкании цепи лампа загорается, следовательно, прибор сам стал источником электрической энергии.

Через некоторое время, когда обе пластины снова покроются серноокислым свинцом, ток прекратится.

Теперь снова можно присоединить источник электрической энергии и повторить все описанные процессы: это означает, что процессы в описанном приборе обратимы.

Итак, прибор накапливает энергию, когда через него проходит ток, создаваемый посторонним источником, и отдает эту энергию, когда сам создает ток в цепи. *Приборы, которые становятся источниками электрической энергии после пропускания через них тока, называют аккумуляторами.* Пропускание тока через аккумулятор называют его *зарядкой*, а использование его в качестве источника энергии называют *разрядкой*.

При зарядке аккумулятора происходит превращение электрической энергии в скрытую химическую форму энергии, а при его разрядке — обратный переход химической энергии в форму энергии электрического тока. Аккумуляторы характеризуются КПД, емкостью и ЭДС.

Коэффициентом полезного действия (кпд) аккумулятора называют число, показывающее, какую часть энергии,

затраченной на его зарядку, он отдает при разрядке:

$$\eta = \frac{W_{\text{раз}}}{W_{\text{зар}}} \cdot 100\%.$$

Емкостью аккумулятора называют максимальное количество электричества, которое может пройти по цепи за все время разрядки аккумулятора. За единицу емкости аккумулятора обычно принимают ампер-час: $1 \text{ А-ч} = 3600 \text{ Кл}$.

Аккумуляторы бывают кислотные и щелочные. Выше был описан кислотный (или свинцовый) аккумулятор. Его ЭДС составляет около 2В, а КПД — около 80%. ЭДС щелочного аккумулятора равна примерно 1,3В, а КПД не превышает 60%. Эти аккумуляторы обладают тем преимуществом, что не портятся при кратковременном коротком замыкании, легче свинцовых и не выделяют вредных паров и газов.

3.2. Обобщенный закон Ома

Рассмотрим участок цепи, содержащий ЭДС. Такой участок цепи называется *неоднородным* (рис.3.5).

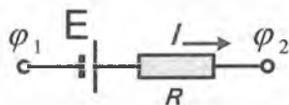


Рис.3.5

Работа A всех сил (сторонних и электростатических), совершаемая над носителями заряда по закону сохранения и превращения энергии равна количеству теплоты Q , выделяющейся на участке цепи.

Работа сил, совершаемая при перемещении заряда на участке цепи, равна:

$$A = qE + q(\varphi_1 - \varphi_2).$$

За время Δt в проводнике выделяется теплота $Q = I^2 R \Delta t = IR(I \Delta t) = IRq$. Так как $Q = A$, получим

$$IRq = qE + q(\varphi_1 - \varphi_2) \Rightarrow IR = E + (\varphi_1 - \varphi_2) \Rightarrow I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + E}{R}$$

- обобщенный закон Ома.

Закон Ома для полной цепи

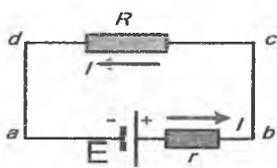


Рис.3.6

На замкнутой цепи постоянного тока (рис.3.6) участок цепи (с d) является однородным, участок (a b), содержащий источник тока с ЭДС, равной E является неоднородным.

r - внутреннее сопротивление источника тока.

По закону Ома: $IR = \Delta\varphi_{cd}$ и $Ir = \Delta\varphi_{ab} + E$.

Сложив оба равенства, получим:

$I(R + r) = \Delta\varphi_{cd} + \Delta\varphi_{ab} + E$, но $\Delta\varphi_{cd} = \Delta\varphi_{ba} = -\Delta\varphi_{ab}$, поэтому

$$I = \frac{E}{R + r} \text{ - закон Ома для полной цепи.}$$

Сила тока в полной цепи прямо пропорциональна электродвижущей силе источника и обратно пропорциональна полному сопротивлению цепи.

Источник постоянного тока в различных режимах работы

\vec{E} - напряженность электрического поля внутри батареи;

$\vec{F}_Э$ - электрическая сила, $\vec{F}_{СТ}$ - сторонняя сила, действующие на положительные заряды внутри источника.

1. Короткое замыкание

Участок (a b) является внутренним участком источника (рис.3.7).

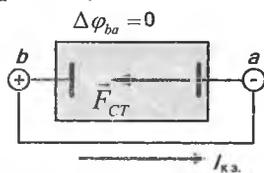


Рис.3.7

Если точки a и b замкнуть проводником, сопротивление которого мало по сравнению с внутренним сопротивлением источника ($R \rightarrow 0$), тогда в цепи потечет ток:

$$I_{кз} = \frac{E}{r} \text{ - ток короткого замыкания.}$$

Сила тока короткого замыкания - максимальная сила тока, которую можно получить от данного источника с электродвижущей силой E и внутренним сопротивлением r. У источников с малым внутренним сопротивлением ток короткого замыкания может быть очень велик и вызывать разрушение электрической цепи или источника.

В режиме короткого замыкания электрическое поле внутри батареи исчезает. Показания вольтметра, подключенного к зажимам источника, близки к нулю.

2. Внешняя цепь разомкнута

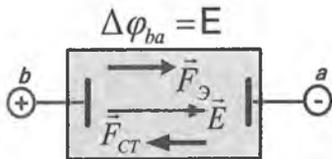


Рис.3.8

Если внешняя цепь разомкнута, то $\Delta\varphi_{ba} = -\Delta\varphi_{ab} = E$, т.е. разность потенциалов на полюсах разомкнутой батареи равна ее ЭДС.

Показания вольтметра, подключенного к зажимам источника, равны ЭДС источника E .

3. Внешняя цепь замкнута на нагрузочное сопротивление

Если внешнее нагрузочное сопротивление R включено и через батарею протекает ток I , разность потенциалов на ее полюсах становится

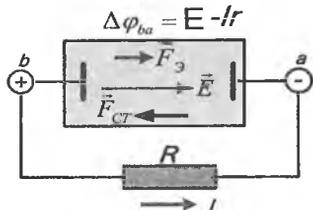


Рис.3.9

равной $\Delta\varphi_{ba} = E - Ir$.

Показания вольтметра, подключенного к зажимам источника равны напряжению на внешнем сопротивлении R .

3.3. Соединение источников постоянного тока

Электрическая цепь может содержать несколько источников, соединенных последовательно, параллельно или смешано. При этом действия всех источников принято заменять одним источником, называемым эквивалентным, который будет создавать во внешнем сопротивлении R такой же ток как и батарея. Для всех случаев соединения ЭДС закон Ома можно

$$I = \frac{E_{\text{эк}}}{R + r_{\text{эк}}}$$

записать в виде:

При **последовательном** соединении нескольких источников тока ЭДС всей батареи равна **алгебраической** сумме ЭДС

отдельных источников (рис. 3.10): $E_{*} = E_1 + E_2 + \dots + E_n$ или $E_{*} = \sum_{i=1}^n E_i$

Внутреннее сопротивление батареи равно:

$$r_{\text{эк}} = r_1 + r_2 + \dots + r_n \quad \text{или} \quad r_{\text{эк}} = \sum_{i=1}^n r_i.$$

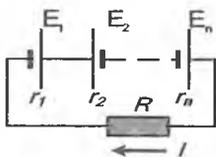


Рис.3.10

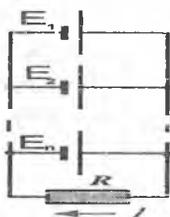


Рис.3.11

ЭДС источников, которые сами создавали бы ток того же направления, что и ток в цепи берут со знаком «+».

ЭДС источников, которые давали бы ток противоположного направления берут со знаком «-». Например, для данного рисунка $E_{\text{эк}} = E_1 - E_2 + E_n$.

При **параллельном** соединении нескольких источников (рис.3.11) батарею можно заменить одним эквивалентным источником, который будет создавать во внешнем сопротивлении R такой же ток, как и батарея.

$$\frac{1}{r_{\text{эк}}} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \dots + \frac{1}{r_n} \quad \text{или} \quad \frac{1}{r_{\text{эк}}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{r_i}$$

$$\frac{E_{\text{эк}}}{r_{\text{эк}}} = \frac{E_1}{r_1} + \frac{E_2}{r_2} + \dots + \frac{E_n}{r_n} \quad \text{или} \quad \frac{E_{\text{эк}}}{r_{\text{эк}}} = \sum_{i=1}^n \frac{E_i}{r_i}.$$

3.4. Правила Кирхгофа для разветвленных цепей

Для упрощения расчетов сложных электрических цепей, содержащих неоднородные участки, используются **правила Кирхгофа**, которые являются обобщением закона Ома на случай разветвленных цепей.

Первое правило Кирхгофа

В разветвленных цепях можно выделить **узловые точки (узлы)**, в которых сходятся не менее трех проводников. Токи, вытекающие в узел, принято считать положительными; токи, вытекающие из узла – отрицательными (рис.3.12).

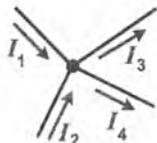


Рис.3.12

Первое правило Кирхгофа: алгебраическая сумма сил токов для каждого узла в разветвленной цепи равна нулю:

$$I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = 0.$$

Первое правило Кирхгофа является следствием закона сохранения электрического заряда.

Второе правило Кирхгофа

В разветвленной цепи всегда можно выделить некоторое количество замкнутых путей (*контуров*), состоящих из однородных и неоднородных участков. На разных участках выделенного контура могут протекать различные токи (рис.3.13).

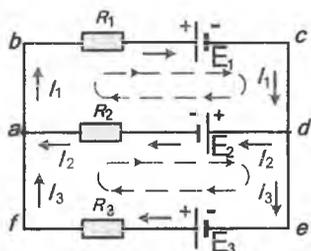


Рис.3.13

Цепь, на рис.3.13, содержит два узла *a* и *d*, в которых сходятся одинаковые токи; поэтому только один из узлов является независимым (*a* или *d*).

В цепи можно выделить три контура *abcd*, *adef* и *abcdef*. Из них только два являются независимыми (например, *abcd* и *adef*), так как третий не содержит никаких новых участков.

Второе правило Кирхгофа является следствием обобщенного закона Ома. Запишем обобщенный закон Ома для участков, составляющих контуры *abcd* и *adef*. Зададим произвольно направление обхода контуров (на рис.3.13 по часовой стрелке) На каждом участке нужно задать **положительное направление тока**. При записи обобщенного закона Ома для каждого из участков соблюдают «правила знаков», которые поясняются на рис.3.14.

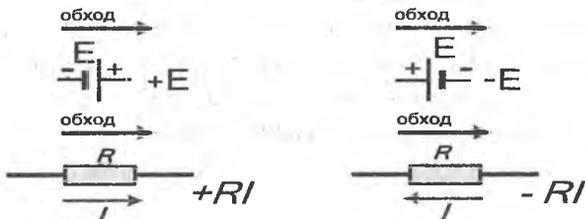


Рис.3.14

Для участков контура $abcd$ обобщенный закон Ома записывается в виде:

- для участка bc : $I_1 R_1 = \Delta\phi_{bc} - E_1$;
- для участка da : $I_2 R_2 = \Delta\phi_{da} - E_2$.

Складывая левые и правые части этих равенств и принимая во внимание, что $\Delta\phi_{bc} = -\Delta\phi_{da}$, получим:

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 = \Delta\phi_{bc} + \Delta\phi_{da} - E_1 - E_2 = -E_1 - E_2.$$

Аналогично, для контура $adef$ можно записать:

$$-I_2 R_2 + I_3 R_3 = E_1 + E_2.$$

Второе правило Кирхгофа: *алгебраическая сумма произведений сопротивлений каждого из участков любого замкнутого контура разветвленной цепи постоянного тока на силу тока на этом участке равна алгебраической сумме ЭДС вдоль этого контура.*

Таким образом, правила Кирхгофа сводят расчет разветвленной электрической цепи к решению системы линейных алгебраических уравнений.

Для цепи, изображенной на рис.3.13 система уравнений для определения трех неизвестных токов I_1 , I_2 и I_3 имеет вид:

$$\begin{cases} I_1 R_1 + I_2 R_2 = -E_1 - E_2, \\ -I_2 R_2 + I_3 R_3 = E_1 + E_3, \\ -I_1 + I_2 + I_3 = 0. \end{cases}$$

Если в результате решения сила тока на каком-то участке оказывается отрицательной, то это означает, что ток на этом участке идет в направлении, противоположном выбранному направлению.

Мост постоянного тока Уитстона. Для точного измерения сопротивлений применяют методы их сравнения, не требующие измерения тока и напряжения.

Измеряемое сопротивление R_x и три других переменных сопротивления R_0 , R_1 , R_2 включаются так, чтобы они образовали замкнутый четырехугольник $ABCD$. В одну диагональ четырехугольника включают гальванометр G .

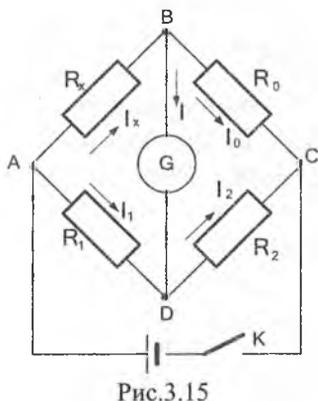


Рис.3.15

В другую диагональ через ключ К подключают источник тока. При замыкании ключа К гальванометр в участке BD покажет наличие тока, но можно подобрать сопротивления R_0 , R_1 и R_2 так, чтобы потенциалы точек В и D были равны.

В этом случае гальванометр не покажет наличие тока. Положение, при котором потенциалы точек В и D равны $\varphi_B = \varphi_D$, определяет равновесие моста.

Равновесие обуславливает соотношение:

$$\varphi_A - \varphi_B = \varphi_A - \varphi_D \text{ и } \varphi_B - \varphi_C = \varphi_D - \varphi_C \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} I_x &= I_G + I_0 \\ I_2 &= I_G + I_1 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \text{при } I_G &= 0 \text{ и } I_x = I_0; \\ I_2 &= I_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Выражение (1), пользуясь законом Ома, можно заменить на:

$$I_x R_x = I_1 R_1 \text{ и } I_0 R_0 = I_2 R_2,$$

учитывая (2), и разделив почленно первое равенство на второе, получим:

$$R_x = R_0 \frac{R_1}{R_2}. \quad (3)$$

Зная сопротивления R_0 , R_1 и R_2 по формуле (3) можно найти сопротивление R_x .

3.5. Работа и мощность тока

При протекании тока по однородному участку цепи электрическое поле совершает работу. За время Δt по цепи протекает заряд $\Delta q = I \Delta t$.

$$\Delta A = (\varphi_1 - \varphi_2) \Delta q = \Delta \varphi_{12} I \Delta t = UI \Delta t, \text{ где } U = \Delta \varphi_{12} - \text{напряжение.}$$

Работу ΔA называют *работой электрического тока*.

Применяя закон Ома, получим эквивалентные формулы работы:

$$\Delta A = IU\Delta t = I^2 R \Delta t = \frac{U^2}{R} \Delta t.$$

Работа ΔA электрического тока I , протекающего по неподвижному проводнику с сопротивлением R , преобразуется в тепло ΔQ , выделяющееся на проводнике $\Delta Q = \Delta A = RI^2 \Delta t$.

Закон преобразования работы тока в тепло был экспериментально установлен независимо друг от друга Дж. Джоулем и Э. Ленцем и носит название *закона Джоуля – Ленца*.

Мощность электрического тока равна отношению работы тока ΔA к интервалу времени Δt , за которое эта работа была совершена:

$$P = \frac{\Delta A}{\Delta t} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}.$$

Работа электрического тока в СИ выражается в *джоулях* (Дж), мощность – в *ваттах* (Вт).

Рассмотрим теперь полную цепь постоянного тока, состоящую из источника с электродвижущей силой E и внутренним сопротивлением r и внешнего однородного участка с сопротивлением R . Закон Ома для полной цепи записывается в виде $(R + r)I = E$.

Умножив обе части этой формулы на $\Delta q = I\Delta t$, мы получим соотношение, выражающее закон сохранения энергии для полной цепи постоянного тока: $RI^2 \Delta t + rI^2 \Delta t = E I \Delta t = \Delta A_{ст}$.

Первое слагаемое в левой части $\Delta Q = RI^2 \Delta t$ – тепло, выделяющееся на внешнем участке цепи за время Δt , второе слагаемое $\Delta Q_{ист} = rI^2 \Delta t$ – тепло, выделяющееся внутри источника за то же время. Выражение $E I \Delta t$ равно работе сторонних сил $\Delta A_{ст}$, действующих внутри источника.

При протекании электрического тока по замкнутой цепи работа сторонних сил $\Delta A_{ст}$ преобразуется в тепло, выделяющееся во внешней цепи (ΔQ) и внутри источника ($\Delta Q_{ист}$). $\Delta Q + \Delta Q_{ист} = \Delta A_{ст} = E I \Delta t$.

Внешняя цепь может представлять собой не только проводник с сопротивлением R , но и какое-либо устройство, потребляющее мощность, например, электродвигатель постоянного тока. В этом случае под R нужно понимать эквивалентное

сопротивление нагрузки. Энергия, выделяемая во внешней цепи, может частично или полностью преобразовываться не только в тепло, но и в другие виды энергии, например, в механическую работу, совершаемую электродвигателем.

Полная мощность источника, то есть работа, совершаемая сторонними силами за единицу времени, равна:

$$P_{\text{ист}} = EI = \frac{E^2}{R+r}.$$

Во внешней цепи выделяется мощность:

$$P = RI^2 = EI - rI^2 = \frac{E^2 R}{(R+r)^2}.$$

Отношение $\eta = \frac{P}{P_{\text{ист}}}$, равное $\eta = \frac{P}{P_{\text{ист}}} = 1 - \frac{r}{E} I = \frac{R}{R+r}$,

называется *коэффициентом полезного действия* источника.

Значение тока, при котором полезная мощность принимает максимальную величину, можно найти, взяв производную выражения:

$P = EI - rI^2$, и приравняв ее к нулю: $E - 2rI = 0$, отсюда: $I_{\text{max}} = \frac{E}{2r}$.

Ток в цепи может изменяться в пределах от $I = 0$ (при $R = \infty$) до

$$I = I_{\text{кз}} = \frac{E}{r}.$$

На рис. 3.16 графически представлены зависимости мощности источника $P_{\text{ист}}$, полезной мощности P , выделяемой во внешней цепи, и коэффициента полезного действия η от тока в цепи I для источника с ЭДС, равной E , и внутренним сопротивлением r .

Рис.3.16

Из приведенных графиков видно, что максимальная мощность во внешней цепи P_{\max} , равная $P_{\max} = \frac{E^2}{4r}$, достигается при $R = r$.

При этом ток в цепи $I_{\max} = \frac{1}{2} I_{\text{кз}} = \frac{E}{2r}$, а кпд источника равен 50 %.

Максимальное значение кпд источника достигается при $I \rightarrow 0$, т.е. при $R \rightarrow \infty$. В случае короткого замыкания полезная мощность $P = 0$ и вся мощность выделяется внутри источника, что может привести к его перегреву и разрушению; кпд источника при этом обращается в нуль.

Контрольные вопросы

1. Какие силы называются сторонними? В каких устройствах они возникают?
2. Что называется ЭДС источника, и в каких единицах она измеряется?
3. Сформулируйте обобщенный закон Ома для цепи постоянного тока.
4. Чему равен ток короткого замыкания и когда оно возникает?
5. При каких условиях разность потенциалов полюсов элемента равна его ЭДС?
6. Как вычисляется ЭДС эквивалентного источника при последовательном и параллельном соединении источников?
7. Сформулируйте правила Кирхгофа для расчета электрических цепей.
8. Приведите формулы работы и мощности тока. В каких единицах они измеряются?
9. Объясните зависимость полезной мощности от силы тока. При какой силе тока она максимальна?
10. Что называется кпд источника тока?

Глава 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

4.1. Электрический ток в электролитах

Электролитами называются электропроводящие среды, в которых протекание электрического тока сопровождается переносом вещества. Носителями свободных зарядов в электролитах являются положительно и отрицательно заряженные ионы. Основными представителями электролитов, являются водные растворы неорганических кислот, солей и оснований. К электролитам относятся также многие соединения металлов в расплавленном состоянии.

Прохождение электрического тока через электролит сопровождается выделением веществ на электродах. Это явление получило название *электролиза* (рис.4.1).

Электрический ток в электролитах представляет собой упорядоченное перемещение ионов обоих знаков в противоположных направлениях.

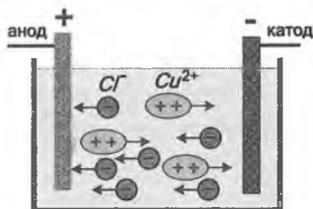
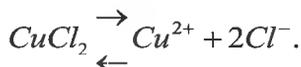


Рис.4.1

Положительные ионы движутся к отрицательному электроду (*катоду*), отрицательные ионы — к положительному электроду (*аноду*). Поэтому, они называются катионами и анионами, соответственно.

Ионы обоих знаков появляются в водных растворах солей, кислот и щелочей в результате расщепления части нейтральных молекул.

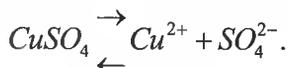
Это явление называется *электролитической диссоциацией*. Например, хлорид меди $CuCl_2$ диссоциирует в водном растворе на ионы меди и хлора:



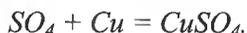
Достигнув катода, ионы меди нейтрализуются избыточными электронами катода и превращаются в нейтральные атомы, оседающие на катоде. Например, ионы хлора, достигнув анода,

отдают по одному электрону, нейтральные атомы хлора соединяются попарно и образуют молекулы хлора Cl_2 . Хлор выделяется на аноде в виде пузырьков.

Во многих случаях электролиз сопровождается *вторичными реакциями* продуктов разложения, выделяющихся на электродах, с материалом электродов или растворителей. Примером может служить электролиз водного раствора сульфата меди $CuSO_4$ (медный купорос) в том случае, когда электроды, опущенные в электролит, изготовлены из меди. Диссоциация молекул сульфата меди происходит по схеме:



Нейтральные атомы меди отлагаются в виде твердого осадка на катоде. Таким путем можно получить химически чистую медь. Ион SO_4^{2-} отдает аноду два электрона и превращается в нейтральный радикал SO_4 , вступает во вторичную реакцию с медным анодом:



Образовавшаяся молекула сульфата меди переходит в раствор.

Таким образом, при прохождении электрического тока через водный раствор сульфата меди происходит растворение медного анода и отложение меди на катоде. Концентрация раствора сульфата меди при этом не изменяется.

Закон Фарадея (англ. 1833). *Масса вещества m , выделившегося в процессе электролиза на электроде, прямо пропорциональна заряду Q , прошедшему через электролит:*

$$m = kQ = kIt.$$

Величину k называют *электрохимическим эквивалентом*.

Масса, выделившегося на электроде вещества, равна массе всех ионов, пришедших к электроду: $m = m_0 N = m_0 \frac{Q}{q_0} = \frac{m_0}{q_0} It$.

Здесь m_0 и q_0 – масса и заряд одного иона, $N = \frac{Q}{q_0}$ – число ионов, пришедших к электроду при прохождении через электролит заряда Q .

Таким образом, электрохимический эквивалент k равен отношению массы m_0 иона данного вещества к его заряду q_0 .

Так как заряд иона равен произведению валентности вещества n на элементарный заряд e ($q_0 = ne$), то выражение для электрохимического эквивалента k можно записать в виде:

$$k = \frac{m_0}{q_0} = \frac{m_0 N_A}{ne N_A} = \frac{1}{F} \cdot \frac{\mu}{n},$$

здесь N_A – постоянная Авогадро;

$\mu = m_0 N_A$ – молярная масса вещества;

$\frac{\mu}{n} = x$ – химический эквивалент вещества.

II закон Фарадея: Электрохимический эквивалент вещества прямо пропорционален химическому эквиваленту, то есть

$$k \sim x \text{ или } k = \frac{x}{F}.$$

$F = eN_A$ – постоянная Фарадея; $F = eN_A = 96485$ Кл / моль.

Постоянная Фарадея численно равна заряду, который необходимо пропустить через электролит для выделения на электроде массы вещества, численно равной химическому эквиваленту этого вещества.

Закон Фарадея для электролиза приобретает вид:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{\mu}{n} It.$$

Применения электролиза

1. **Гальваностегия.** Электролитическим путем покрывают поверхности одного металла тонким слоем другого (никелирование, хромирование, омеднение и т.п.). Это прочное покрытие защищает поверхность от коррозии, а так же в декоративных целях (золото, серебро, платина).

2. **Гальванопластика.** Процесс получения отслаиваемых покрытий называется гальванопластика. Если принять меры к тому, чтобы электролитическое покрытие хорошо отслаивалось от поверхности, на которую осаждался металл (этого достигают, например, нанося на поверхность графит), можно получить копию с рельефной поверхности. В полиграфической промышленности такие копии (стереотипы) получают с матриц (оттиска набора на

пластичном материале). Для этого осаждают на матрицах толстый слой железа или другого материала.

3. **Рафинирование.** При помощи электролиза осуществляют очистку металлов от примесей. Так, полученную из руд неочищенную медь отливают в форме толстых листов, которые затем помещают в ванну в качестве анодов. При электролизе медь анода растворяется, примеси, содержащие ценные и редкие металлы, выпадают на дно, а на катоде оседает чистая медь.

4. **Металлургия.** При помощи электролиза получают алюминий, натрий, магний, бериллий и другие металлы из расплавов руд. Именно этот способ получения алюминия из бокситов сделал его дешевым и распространенным в технике и быту металлом.

4.2. Электрический ток в газах

Ионизация газов. Процесс протекания тока через газ называют *газовым разрядом*. При комнатной температуре воздух плохой проводник, так как газы состоят из нейтральных атомов или молекул, и следовательно, являются диэлектриками.



Рис.4.2

Вследствие нагревания или воздействия излучения (ультрафиолетового, рентгеновского, радиоактивного и др.) часть атомов ионизуется - распадается на *положительно заряженные ионы и электроны*.

В газе могут образовываться и *отрицательные ионы*: они появляются благодаря присоединению электронов к нейтральным атомам (рис.4.2).

Ионизация газов при нагревании объясняется тем, что по мере нагревания

молекулы движутся быстрее. При этом некоторые молекулы начинают двигаться так быстро, что часть из них при столкновениях распадается, превращаясь в ионы. Чем выше температура, тем больше образуется ионов.

Проводимость газов. В газах сочетается электронная проводимость, подобная проводимости металлов, с ионной проводимостью, подобной проводимости водных растворов или расплавов электролитов.

Рекомбинация. При сближении электрона и положительно заряженного иона они могут вновь образовать нейтральный атом, такой процесс называют *рекомбинацией*.

Несамостоятельный разряд

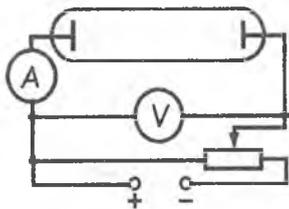


Рис.4.3

Для исследования разряда в газе при различных давлениях используют стеклянную трубку с двумя металлическими электродами. С помощью какого-либо ионизатора в газе образуется в секунду определенное число пар заряженных частиц: положительных ионов и электронов (рис.4.3).

При небольшой разности потенциалов, между электродами трубки положительно заряженные ионы перемещаются к отрицательному электроду, а электроны и отрицательно заряженные ионы - к положительному электроду. В результате, в трубке возникает электрический ток, т.е. происходит газовый разряд. Не все образующиеся ионы достигают электродов: часть их воссоединяется (рекомбинирует), образуя нейтральные молекулы.

По мере увеличения разности потенциалов между электродами трубки, доля заряженных частиц, достигающих электродов, увеличивается.

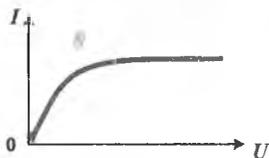


Рис.4.4

Возрастает и сила тока в цепи (рис.4.4).

Наступает момент, при котором все заряженные частицы, образующиеся в газе за секунду, достигают за это время электродов. Дальнейшего роста тока не происходит, ток достигает *насыщения*.

Если действие ионизатора прекращается, то прекращается и разряд, так как других источников ионов нет.

Несамостоятельным разрядом называют газовый разряд, происходящий при постоянно действующем внешнем ионизаторе.

Самостоятельный разряд. При дальнейшем увеличении разности потенциалов между электродами, начиная с некоторого значения напряжения, сила тока снова возрастает (рис.4.5).



Рис.4.5

Это означает, что в газе появляются дополнительные ионы сверх тех, которые образуются за счет действия ионизатора. Сила тока может возрасти в сотни и тысячи раз, а число ионов, возникающих в процессе

разряда, может стать таким большим, что внешний ионизатор будет уже не нужен.

Если теперь убрать внешний ионизатор, ток не прекратится.

Самостоятельным разрядом называют газовый разряд происходящий в отсутствии внешнего ионизатора.

Причинами резкого увеличения силы тока при больших напряжениях являются *ионизация электронным ударом и эмиссия электронов с катода.*

Ионизация электронным ударом. Свободный электрон движется к положительному электроду - аноду, а положительный ион - к катоду. На своем пути электрон встречает ионы и нейтральные атомы. В промежутках между двумя последовательными столкновениями энергия электрона увеличивается за счет работы сил электрического поля. Чем больше разность потенциалов между электродами, тем больше напряженность электрического поля. Кинетическая энергия электрона перед очередным столкновением пропорциональна напряженности поля и длине свободного пробега электрона:

$$\frac{mv^2}{2} = eEl.$$

Если $\frac{mv^2}{2} \geq A_i$, т.е. кинетическая энергия электрона превосходит работу A_i ионизации нейтрального атома, то при столкновении электрона с атомом происходит ионизация молекулы газа (рис.4.6).

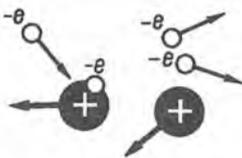


Рис.4.6

В результате вместо одного электрона возникают два (налетающий и вырванный из атома). Они, в свою очередь, получают энергию в поле и ионизируют встречные атомы и т.д. Число заряженных частиц нарастает, возникает электронная лавина.

Процесс называется ионизацией электронным ударом.

Одна ионизация электронным ударом не может обеспечить поддержания самостоятельного разряда, так как все возникающие электроны движутся по направлению к аноду и по достижении анода «выбывают из игры».

Эмиссия электронов с катода. Для поддержания разряда необходима эмиссия (испускание) электронов с катода. Эмиссия электронов может быть обусловлена несколькими причинами.

Положительные ионы, при своем движении к катоду, приобретают под действием поля большую кинетическую энергию. При ударах быстрых ионов о катод с поверхности катода выбиваются электроны.

Если энергия ионов не слишком велика, то выбивания электронов с катода не происходит и электроны испускаются вследствие *термоэлектронной эмиссии*.

Термоэлектронной эмиссией называется процесс испускания электронов разогретым катодом.

При самостоятельном разряде нагрев катода может происходить за счет бомбардировки его положительными ионами, так же в результате прямого или косвенного накаливания катода.

Различные типы самостоятельного разряда

Тлеющий разряд. Самостоятельный газовый разряд происходит при выполнении соотношения $eEl \geq A$. Из формулы следует, что самостоятельный разряд можно получить двумя путями: либо увеличивать напряженность E , поля либо увеличивать длину свободного пробега l . Чтобы увеличить длину свободного пробега заряженных частиц в газе, необходимо уменьшить давление газа (разрядить газ). При малых давлениях (десятые и сотые доли миллиметра ртутного столба) в трубке наблюдается тлеющий разряд при достаточно низких напряжениях между электродами (несколько сотен и меньше вольт). При тлеющем разряде почти вся трубка, за исключением

небольшого участка возле катода, заполнена однородным свечением, называемым положительным столбом. Газ на темном катодном пространстве не светится, так как электроны еще не приобрели энергии, достаточной для ионизации молекул.

Электрическая дуга. При соприкосновении двух угольных стержней в месте их контакта выделяется большое количество теплоты из-за большого сопротивления контакта. Температура повышается настолько, что начинается термоэлектронная эмиссия с поверхностей стержней, а так же ионизация слоев воздуха вблизи контакта электродов. Вследствие этого при раздвижении угольных электродов между ними начинается разряд. Между углями возникает столб ярко светящегося газа - электрическая дуга. Проводимость газа в этом случае значительна и при атмосферном давлении, так как число электронов, испускаемых отрицательным электродом, очень велико. Сила тока в небольшой дуге достигает нескольких ампер, а в больших дугах - нескольких сотен ампер при разности потенциалов порядка 50 В.

Дуговой разряд - мощный источник света, его используют в прожекторах, проекционных аппаратах и киноаппаратах. В металлургии широко применяют электропечи, в которых источником теплоты служит дуговой разряд. Дуговой разряд используют также для сварки металлов.

Другие типы самостоятельного разряда. При атмосферном давлении вблизи заостренных участков проводника, несущего большой электрический заряд, наблюдается разряд, светящаяся область которого напоминает корону. Этот разряд, называемый **коронным**, вызывается высокой (около $3 \cdot 10^6$ В/м) напряженностью электрического поля вблизи заряженного острия. С коронным разрядом приходится считаться, имея дело с высоким напряжением. При наличии выступающих частей или очень тонких проводов может начаться коронный разряд. Это приводит к утечке электроэнергии. Чем выше напряжение высоковольтной линии, тем толще должны быть провода.

При большом напряжении между электродами в воздухе возникает **искровой разряд**, имеющий вид пучка ярких зигзагообразных полосок, разветвляющихся от тонкого канала. Этот вид разряда возникает тогда, когда мощность источника недостаточна для поддержания дугового или тлеющего разряда.

Пример гигантского искрового разряда – молния. Молнии возникают либо между двумя облаками, либо между облаком и Землей. Сила тока в молнии достигает 500 000 А, а разность потенциалов между облаком и Землей - миллиарда вольт.

Плазма. При достаточно больших температурах начинается ионизация газа за счет столкновений быстро движущихся атомов или молекул. Вещество переходит в новое состояние, называемое плазмой. *Плазма - это частично или полностью ионизованный газ*, в котором плотности положительных и отрицательных зарядов практически совпадают. Плазма в целом является электрически нейтральной системой. Степень ионизации может быть различной. В полностью ионизованной плазме нейтральных атомов нет.

Наряду с нагреванием ионизация газа и образование плазмы могут быть вызваны разного рода излучениями или бомбардировкой атомов газа быстрыми заряженными частицами. При этом получается так называемая *низкотемпературная плазма*.

Плазма обладает рядом специфических свойств, что позволяет рассматривать ее как особое четвертое состояние вещества.

Из-за большой подвижности заряженные частицы плазмы легко перемещаются под действием электрических и магнитных полей.

Проводимость плазмы увеличивается по мере роста степени ионизации. При высокой температуре полностью ионизованная плазма по своей проводимости приближается к сверхпроводникам.

В состоянии плазмы находится подавляющая (около 99%) часть вещества Вселенной. Вследствие высокой температуры Солнце и другие звезды состоят в основном из полностью ионизованной плазмы.

4.3. Электрический ток в вакууме

Вакуумом называют такое состояние газа в трубке, при котором молекулы газа пролетают от одной стенки до другой, ни разу не испытав соударений друг с другом.

Разреженный газ не проводит ток. В большинстве современных электронных вакуумных приборах источником заряженных частиц является нагретый катод. Явление термоэлектронной эмиссии приводит к тому, что нагретый металлический электрод, в отличие от холодного, непрерывно испускает электроны, которые образуют вокруг него «электронное облако». Электрод при этом заряжается положительно и, под влиянием электрического поля, электроны из облака частично возвращаются на электрод. В равновесном состоянии число электронов, покинувших электрод в секунду, равно числу электронов, возвратившихся на электрод за это же время. Чем выше температура металла, тем выше плотность электронного облака.

Различие между горячим и холодным электродами приводит к односторонней проводимости электрического тока между ними. При подключении электродов к источнику тока между ними возникает электрическое поле. Если положительный полюс источника соединен с холодным электродом (анодом), а отрицательный - с нагретым (катодом), то напряженность электрического поля направлена к нагретому электроду. Под действием этого поля электроны частично покидают электронное облако и движутся к холодному электроду. Электрическая цепь замыкается и в ней устанавливается электрический ток.

При противоположном включении источника напряженность поля направлена от катода к аноду. Электрическое поле отталкивает электроны облака назад к катоду. Цепь оказывается разомкнутой.

Двухэлектродная электронная лампа-диод

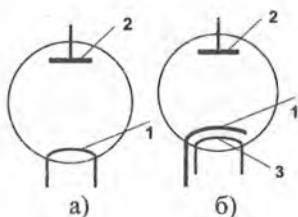


Рис. 4.7

Односторонняя проводимость используется в электронных приборах с двумя электродами – вакуумных диодах (рис.4.7).

Внутри баллона из стекла или металлокерамики, из которого откачан воздух до давления 10^{-6} - 10^{-9} мм рт. ст., размещены два электрода.

Один из них – катод (1) имеет вид вертикального металлического цилиндра, покрываемого обычно слоем оксидов

щелочноземельных металлов - бария, стронция, кальция. Такой катод называют оксидным. При нагревании поверхность оксидного катода выделяет гораздо больше электронов, чем поверхность катода из чистого материала.

Внутри катода при косвенном накаливании (рис.4.7 б) расположен изолированный проводник (3), нагреваемый переменным током. Нагретый катод испускает электроны, достигающие анода, если он имеет более высокий потенциал, чем катод.

Анод лампы (2) представляет собой круглый или овальный цилиндр, имеющий общую ось с катодом.

Вольт-амперная характеристика диода. Существенные свойства любого электронного устройства отражает его вольт-амперная характеристика, т.е. зависимость силы тока от разности потенциалов на клеммах этого устройства (рис.4.9).

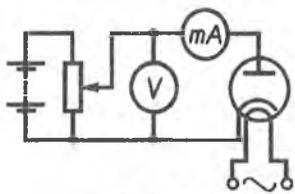


Рис.4.8

Получить вольт-амперную характеристику диода можно с помощью цепи, схема которой изображена на рис.4.8. В отличие от характеристики металлического проводника эта характеристика нелинейная (рис.4.9 а).

Основная причина нелинейности характеристики вакуумного диода в том, что свободные электроны, образующие ток в пространстве диода создают электронное облако над катодом. На движение электронов, наряду с полем, созданным зарядами на электродах, существенное влияние оказывает поле пространственного заряда электронного облака у катода. Чем выше напряжение между анодом и катодом, тем меньше пространственный заряд электронного облачка, тем большее количество электронов достигает анода, следовательно, тем больше и сила тока в лампе. При достаточно большом напряжении все электроны, покинувшие катод, достигают анода, и при дальнейшем увеличении напряжения сила тока не меняется, наступает насыщение (пунктирная линия на рис. 4.9 б, $I_{нас}$).

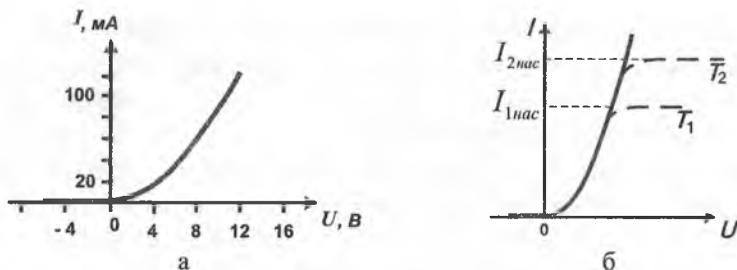


Рис.4.9

Если повысить температуру катода (T_2), то катод будет покидать большее число электронов. Электронное облако вокруг катода станет более плотным. Ток насыщения наступит при большем напряжении между анодом и катодом, и сила тока насыщения возрастет (вторая пунктирная линия на рис. 4.9 б, $I_{2нас}$).

Диоды применяются для выпрямления переменного электрического тока.

Трехэлектродная лампа (триод) (рис.4.10) имеет третий электрод в виде *сетки*. Изменяя разность потенциалов между катодом и сеткой можно управлять током в анодной цепи лампы.

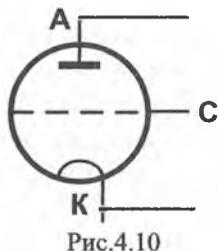


Рис.4.10

Электронные лампы более сложного типа имеют большее число электродов (тетроды, пентоды и т.д.) Важнейшим применением электронных ламп является применение их в *усилителях* слабых токов и напряжений.

Электроннолучевая трубка. Электроннолучевая трубка - основной элемент телевизора (кинескоп), и осциллографа (рис.4.11).

Трубка представляет собой вакуумный баллон, одна из стенок которого служит экраном. В узком конце трубки помещен источник быстрых электронов - электронная пушка. Она состоит из катода, управляющего электрода и анода. Сильное электрическое поле ускоряет электроны, и они приобретают большую скорость. Форма, расположение и потенциалы анодов выбраны так, чтобы наряду с ускорением электронов происходила и фокусировка электронного пучка, на экране почти до точки.

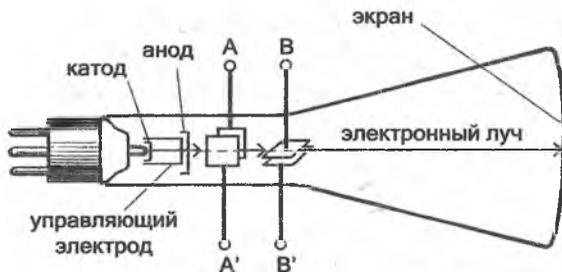


Рис.4.11

На пути к экрану пучок последовательно проходит между двумя парами управляющих пластин (AA' и BB'). Если электрического поля между пластинами нет, то пучок не отклоняется и светящаяся точка располагается в центре экрана. При сообщении разности потенциалов вертикально расположенным пластинам (AA') пучок смещается в горизонтальном направлении, а при сообщении разности потенциалов горизонтальным пластинам (BB') он смещается в вертикальном направлении. Накладывая на пластины соответствующее напряжение, заставляют луч с большой скоростью заштриховывать весь экран рядом параллельных линий (строчек). Если бы при этом яркость светящейся точки, определяемая кинетической энергией электронов, оставалась всё время постоянной, то мы увидели бы весь экран равномерно светящимся. Но приходящие к приёмнику телевизора сигналы, посылаемые передающей телевизионной станцией, то увеличивают, то уменьшают ускоряющее электроны напряжение на управляющем электроде в соответствии с яркостью той или иной точки передаваемого изображения. Поэтому и светящиеся точки на экране получаются то более, то менее яркими, и их совокупность, воспринимаемая нашим глазом, воспроизводит передаваемое изображение.

Контрольные вопросы

1. Каков характер проводимости электрического тока в металлах?
2. Каков характер проводимости электрического тока в электролитах?

3. Что называется электролитической диссоциацией?
4. Какое явление называется электролизом?
5. Как определяется масса вещества, выделившегося на электроде?
6. Каков физический смысл электрохимического эквивалента k ?
7. Выведите формулу закона Фарадея для электролиза, содержащую постоянную Фарадея.
8. Что называют газовым разрядом?
9. Каков характер проводимости электрического тока в газах?
10. Объясните механизм процесса ионизации и рекомбинации в газах.
11. Какой разряд называют несамостоятельным разрядом? Начертите вольт-амперную характеристику.
12. Какой разряд называют самостоятельным разрядом? Начертите вольт-амперную характеристику.
13. Объясните механизм возникновения самостоятельного разряда.
14. Назовите типы самостоятельного разряда.
15. Какое состояние газа в трубке называют вакуумом?
16. Каков характер проводимости электрического тока в вакууме?
17. Объясните механизм процесса возникновения электронов в вакууме.
18. Начертите схему и объясните принцип работы двух-электродной электронной лампы. Начертите вольт-амперную характеристику.
19. Объясните устройство и принцип работы электронно-лучевой трубки.

Глава 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

5.1. Что называется полупроводниками

По значению удельного электрического сопротивления *полупроводники* занимают промежуточное место между проводниками и диэлектриками. К числу полупроводников относятся многие химические элементы (германий, кремний, селен, теллур, мышьяк и др.), огромное количество сплавов и химических соединений. Самым распространенным в природе полупроводником является кремний, составляющий около 30 % земной коры.

На рис.5.1 приведена зависимость удельного сопротивления ρ (T) чистого полупроводника от абсолютной температуры.

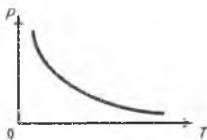


Рис.5.1

У полупроводников, с понижением температуры сопротивление возрастает и вблизи абсолютного нуля они практически становятся изоляторами.

Концентрация носителей свободного заряда не остается постоянной, а увеличивается с ростом температуры.

Поэтому с увеличением температуры удельное сопротивление полупроводника уменьшается.

5.2. Механизм электрического тока в полупроводниках

Рассмотрим механизм электрического тока в полупроводниках на примере германия (Ge) (рис.5.2).

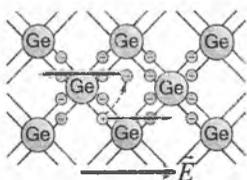


Рис.5.2

Атомы германия имеют четыре валентных электрона на внешней оболочке. В кристаллической решетке каждый атом окружен четырьмя ближайшими соседями.

Связь между атомами в кристалле германия является *ковалентной*, т.е. осуществляется парами валентных электронов.

Каждый электрон принадлежит двум атомам.

Валентные электроны в кристалле германия сильнее связаны с атомами, чем в металлах; поэтому концентрация электронов проводимости при комнатной температуре в полупроводниках на много порядков меньше, чем у металлов. Вблизи абсолютного нуля температуры в кристалле германия все электроны заняты в образовании связей. Такой кристалл электрического тока не проводит.

Собственная проводимость. При повышении температуры, некоторая часть валентных электронов может получить энергию, достаточную для разрыва ковалентных связей. Тогда в кристалле возникнут свободные электроны (электроны проводимости). Одновременно в местах разрыва связей образуются вакансии, которые получили название «дырок». Вакантное место может быть занято валентным электроном из соседней пары, тогда дырка переместится на новое место в кристалле. При заданной температуре полупроводника в единицу времени образуется определенное количество электронно-дырочных пар. В то же время идет обратный процесс – *рекомбинация* (при встрече свободного электрона с дыркой, восстанавливается электронная связь). Электронно-дырочные пары могут рождаться также при освещении полупроводника за счет энергии электромагнитного излучения. В отсутствие электрического поля электроны проводимости и дырки участвуют в хаотическом тепловом движении.

Если полупроводник помещается в электрическое поле, то в упорядоченное движение вовлекаются не только свободные электроны, но и дырки, которые ведут себя как положительно заряженные частицы. Поэтому ток I в полупроводнике складывается из электронного I_e и дырочного I_d токов:

$$I = I_e + I_d.$$

Концентрация электронов проводимости в полупроводнике равна концентрации дырок: $n_e = n_d$. Электронно-дырочный механизм проводимости проявляется только у чистых (без примесей) полупроводников и называется *собственной электрической проводимостью* полупроводников.

Примесная проводимость. Проводимость полупроводников при наличии примесей сильно изменяется (добавка примесей фосфора в кристалл кремния в количестве 0,001 атомного процента уменьшает удельное сопротивление более чем на пять

порядков). *Необходимым условием резкого уменьшения удельного сопротивления полупроводника при введении примесей является отличие валентности атомов примеси от валентности основных атомов кристалла.* Различают два типа примесной проводимости – *электронную* и *дырочную* проводимости.

Электронная проводимость возникает, когда в кристалл германия с четырехвалентными атомами введены пятивалентные атомы (например, атомы мышьяка As, фосфора P и др.) (рис.5.3).

Четыре валентных электрона атома мышьяка включены в образование ковалентных связей с четырьмя соседними атомами германия. Пятый валентный электрон оказался излишним; он легко отрывается от атома мышьяка и становится свободным. Примесь из атомов с валентностью, превышающей валентность основных атомов

Рис.5.3

полупроводникового кристалла, называется *донорной примесью*.

В результате ее введения в кристалле появляется значительное число свободных электронов. Это приводит к резкому уменьшению удельного сопротивления полупроводника – в тысячи и даже миллионы раз. Удельное сопротивление проводника с большим содержанием примесей может приближаться к удельному сопротивлению металлического проводника.

В кристалле германия с примесью мышьяка есть электроны и дырки, ответственные за собственную проводимость кристалла. Но основным типом носителей свободного заряда являются электроны, оторвавшиеся от атомов мышьяка. В таком кристалле $n_e \gg n_d$. Такая проводимость называется *электронной*, а полупроводник называется *полупроводником n-типа*.

Дырочная проводимость возникает, когда в кристалл германия введены трехвалентные атомы. Например, атом индия In создает с помощью своих валентных электронов ковалентные связи лишь с тремя соседними атомами германия (рис.5.4).

На образование связи с четвертым атомом германия у атома индия нет электрона. Этот недостающий электрон может быть захвачен атомом индия из ковалентной связи соседних атомов германия. В этом случае атом индия превращается в отрицательный ион, расположенный

Рис.5.4

в узле кристаллической решетки, а в ковалентной связи соседних атомов образуется вакансия «дырка».

Примесь атомов, способных захватывать электроны, называется *акцепторной примесью*. В результате введения акцепторной примеси в кристалле разрывается множество ковалентных связей и образуются вакантные места (дырки). На эти места могут перескакивать электроны из соседних ковалентных связей, что приводит к хаотическому блужданию дырок по кристаллу.

Наличие акцепторной примеси резко снижает удельное сопротивление полупроводника за счет появления большого числа свободных дырок. Концентрация дырок в полупроводнике с акцепторной примесью значительно превышает концентрацию электронов, которые возникли из-за механизма собственной электропроводности полупроводника: $n_d \gg n_s$. Проводимость такого типа называется *дырочной проводимостью*, а полупроводник называется *полупроводником p-типа*. Основными носителями свободного заряда в полупроводниках p - типа являются дырки.

5.3. Электронно-дырочный переход

В полупроводнике n-типа основными носителями свободного заряда являются электроны; их концентрация значительно превышает концентрацию дырок ($n_s \gg n_d$). В полупроводнике p-типа основными носителями являются дырки ($n_d \gg n_s$). При контакте двух полупроводников n- и p-типов начинается процесс диффузии: дырки из p-области переходят в n-область, а электроны, наоборот, из n-области в p-область. (рис.23.5) В

результате в n -области вблизи зоны контакта уменьшается концентрация электронов и возникает положительно заряженный слой. В p -области уменьшается концентрация дырок и возникает отрицательно заряженный слой. На границе полупроводников образуется двойной электрический слой, электрическое поле которого препятствует процессу диффузии электронов и дырок навстречу друг другу.

Рис.5.5

Пограничная область раздела полупроводников с разными типами проводимости называется *запирающийся слой*.

Объемные заряды этого слоя создают между p - и n -областями запирающее напряжение U_3 .

Запирающее напряжение U_3 приблизительно равно 0,35 В для германиевых n - p -переходов и 0,6 В для кремниевых.

p - n -переход обладает свойством односторонней проводимости. Если полупроводник с p - n -переходом подключен к источнику тока так, что положительный полюс источника соединен с n -областью (рис.5.6), а отрицательный – с p -областью, то напряженность поля в запирающем слое возрастает.

Рис.5.6

Рис.5.7

Дырки в p -области и электроны в n -области будут смещаться от p - n -перехода, увеличивая тем самым ширину запирающего слоя. Ток через p - n -переход практически не идет. Напряжение, поданное на p - n -переход, в этом случае называют **обратным**. Незначительный обратный ток обусловлен только собственной проводимостью, т.е. наличием небольшой концентрации свободных электронов в p -области и дырок в n -области.

Если p - n - переход соединить с источником так, чтобы положительный полюс источника был соединен с p -областью, а отрицательный с n -областью (рис.5.7), то напряженность электрического поля в запирающем слое будет уменьшаться, что облегчает переход основных носителей через контактный слой. Дырки из p -области и электроны из n -области, двигаясь навстречу друг другу, будут пересекать p - n -переход, создавая ток в **прямом** направлении. Сила тока через p - n -переход в этом случае будет возрастать при увеличении напряжения источника.

5.4. Полупроводниковый диод. Транзистор

Способность p - n - перехода пропускать ток практически только в одном направлении используется в приборах, которые называются **полупроводниковыми диодами**. Типичная вольт-амперная характеристика кремниевого диода приведена на рис.5.8.

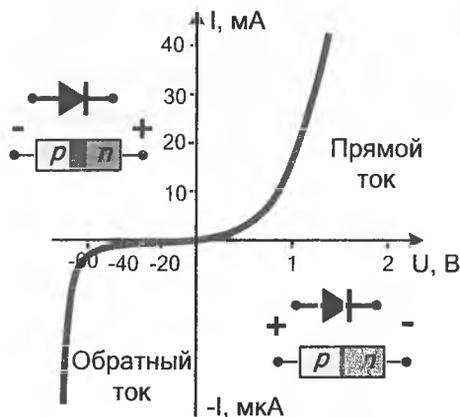


Рис.5.8

На графике использованы различные шкалы для положительных и отрицательных напряжений. Полупроводниковые диоды используются в выпрямителях для преобразования переменного тока в постоянный.

Полупроводниковые диоды обладают преимуществами по сравнению с вакуумными диодами – малые размеры, длительный срок службы, механическая прочность.

Недостатком полупроводниковых диодов является зависимость их параметров от температуры. Кремниевые диоды могут работать в диапазоне температур от $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $80\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Транзистор

Полупроводниковые приборы с двумя $p-n$ переходами называются транзисторами (transfer – переносить и resistor – сопротивление). Транзисторы бывают двух типов: $p-n-p$ -транзисторы (рис.5.9) и $n-p-n$ -транзисторы (рис.5.10).

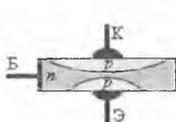


Рис.5.9. Транзистор структуры $p-n-p$

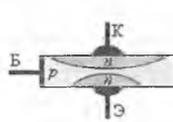
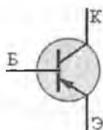
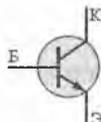


Рис.5.10. Транзистор структуры $n-p-n$



В условных обозначениях разных структур стрелка эмиттера показывает направление тока через транзистор.

Например, германиевый транзистор $p-n-p$ -типа представляет собой небольшую пластинку из германия с донорной примесью, т.е. n -типа. В этой пластинке создаются две области с акцепторной примесью, т.е. с дырочной проводимостью (рис.5.11).

Пластинку транзистора называют *базой* (Б), одну из областей с противоположным типом проводимости – *коллектором* (К), а вторую – *эмиттером* (Э). Оба $n-p$ -перехода транзистора соединяются с двумя источниками тока. Переход «эмиттер–база» включается в прямом (пропускном) направлении (цепь эмиттера), а переход «коллектор–база» – в запирающем направлении (цепь коллектора).

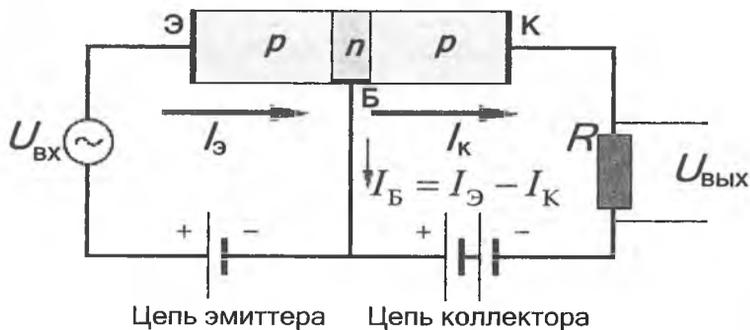


Рис.5.11

Пока цепь эмиттера разомкнута, ток в цепи коллектора очень мал, так как для основных носителей свободного заряда – электронов в базе и дырок в коллекторе – переход заперт.

При замыкании цепи эмиттера дырки – основные носители заряда в эмиттере – переходят из него в базу, создавая в этой цепи ток I_B . Но для дырок, попавших в базу из эмиттера, $n-p$ -переход в цепи коллектора открыт.

Большая часть дырок захватывается полем этого перехода и проникает в коллектор, создавая ток I_K . Для того, чтобы ток коллектора был практически равен току эмиттера, базу транзистора делают в виде очень тонкого слоя. При изменении тока в цепи эмиттера изменяется сила тока и в цепи коллектора.

Если в цепь эмиттера включен источник переменного напряжения (рис.5.11), то на резисторе R , включенном в цепь коллектора, также возникает переменное напряжение, амплитуда которого может во много раз превышать амплитуду входного сигнала. Следовательно, транзистор выполняет роль усилителя переменного напряжения.

Качественно новым этапом электронной техники явилось развитие *микроэлектроники*, которая занимается разработкой интегральных микросхем и принципов их применения. *Интегральной микросхемой* называют совокупность большого числа взаимосвязанных элементов – сверхмалых диодов, транзисторов, конденсаторов, резисторов, соединительных проводов, изготовленных в едином технологическом процессе на

одном кристалле. Микросхема размером в 1 см^2 может содержать несколько сотен тысяч микроэлементов.

Контрольные вопросы

1. Каков характер проводимости электрического тока в полупроводниках?

2. Какова зависимость удельного сопротивления полупроводника от температуры? Сравните с аналогичной зависимостью для металлов.

3. Объясните механизм возникновения собственной электрической проводимости полупроводников.

4. Объясните механизм возникновения примесной электрической проводимости полупроводников.

5. Опишите поведение контакта двух полупроводников с разными типами проводимости в отсутствие электрического поля и в электрическом поле.

6. Начертите вольт-амперную характеристику полупроводникового диода.

7. Начертите схему и объясните принцип работы транзистора.

Глава 6. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

6.1. Связь электричества и магнетизма

Магнитные явления были известны еще в древнем мире. Компас был изобретен более 4500 лет тому назад. Он появился в Европе приблизительно в XII веке новой эры. Однако только в XIX веке была обнаружена связь между электричеством и магнетизмом, и возникло представление о *магнитном поле*.

Первыми экспериментами, показавшими, что между электрическими и магнитными явлениями имеется глубокая связь, были опыты датского физика Х. Эрстеда (1820 г.). Эти опыты показали, что на магнитную стрелку, расположенную вблизи проводника с током, действуют силы, которые стремятся повернуть стрелку.

6.2. Магнитное поле и его характеристики

Источниками магнитного поля являются *движущиеся* электрические заряды (токи). Магнитное поле возникает в пространстве, окружающем проводники с током. Магнитное поле постоянных магнитов также создается электрическими микротоками, циркулирующими внутри молекул вещества (гипотеза Ампера).

Магнитное поле, в отличие от электрического, оказывает силовое действие *только на движущиеся* заряды (токи).

Силовой характеристикой магнитного поля является *вектор магнитной индукции* \vec{B} . Вектор магнитной индукции \vec{B} определяет силы, действующие на токи или движущиеся заряды в магнитном поле.

За положительное направление вектора \vec{B} принимается направление от южного полюса S к северному полюсу N магнитной стрелки, свободно устанавливающейся в магнитном поле.

Линии магнитной индукции это линии, в каждой точке которых вектор \vec{B} направлен по касательной.

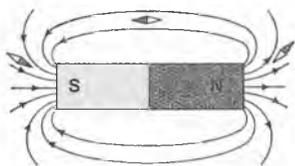


Рис.6.1

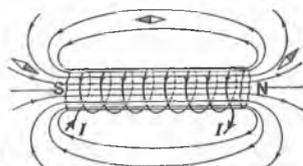


Рис.6.2

На рисунках приведены линии магнитной индукции полей постоянного магнита (рис.6.1) и катушки с током (рис.6.2).

Линии магнитной индукции всегда замкнуты, они нигде не пересекаются и не обрываются. Это означает, что магнитное поле не имеет источников — магнитных зарядов. Силовые поля, обладающие этим свойством, называются *вихревыми*. Картину магнитной индукции можно наблюдать с помощью мелких железных опилок, которые в магнитном поле намагничиваются и, подобно маленьким магнитным стрелкам, ориентируются вдоль линий индукции. Направления вектора индукции \vec{B} магнитного поля прямолинейного проводника с током определяют по **правилу буравчика**:

Если направление поступательного движения буравчика совпадает с направлением тока в проводнике, то вращательное движение буравчика совпадает с направлением вектора магнитной индукции \vec{B} (рис.6.3).

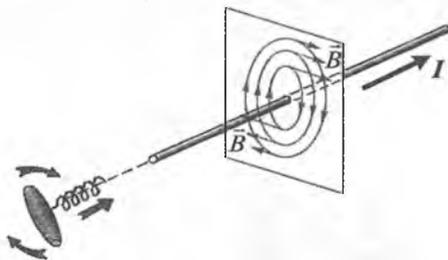


Рис.6.3

Правило буравчика также называют *правилом правого винта*.

6.3. Закон Ампера

На проводник с током, в магнитном поле действует сила. Эта сила называется *силой Ампера*. Сила Ампера направлена перпендикулярно вектору магнитной индукции \vec{B} и направлению тока. Для определения направления силы Ампера используют *правило левой руки* (рис.6.4):

если расположить левую руку так, чтобы линии индукции \vec{B} входили в ладонь, а вытянутые пальцы были направлены вдоль направления тока, то отведенный большой палец укажет направление силы, действующей на проводник с током.

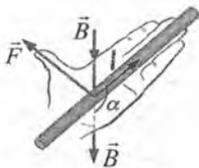


Рис.6.4

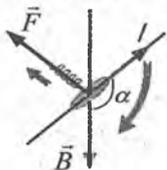


Рис.6.5

Если угол α между направлениями вектора \vec{B} и тока в проводнике отличен от 90° , то для определения направления силы Ампера \vec{F} более удобно пользоваться *правилом буравчика* (рис.6.5).

Воображаемый буравчик располагается перпендикулярно плоскости, содержащей вектор \vec{B} и проводник с током, затем его рукоятка поворачивается от направления тока к направлению вектора \vec{B} .

Поступательное перемещение буравчика будет показывать направление силы Ампера \vec{F} .

Определение модуля силы Ампера. Для определения величины силы Ампера можно использовать установку, приведенную на рис.6.6.

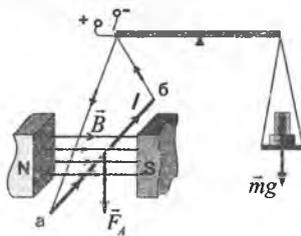


Рис.6.6

Проводник (а-б) с помощью тонких подводящих проводов подвешивается на рычаге весов между полюсами магнита и уравнивается. При подключении к источнику постоянного тока на проводник с током действует сила Ампера и равновесие нарушается.

Как показали опыты Ампера, сила, действующая со стороны магнитного поля \vec{B} на участок проводника, пропорциональна силе тока I , длине Δl этого участка и синусу угла α между направлениями тока и вектора магнитной индукции:

$$F = I B \Delta l \sin \alpha.$$

Это соотношение называется *законом Ампера*.

Сила Ампера достигает максимального по модулю значения F_{\max} , когда проводник с током ориентирован перпендикулярно линиям магнитной индукции. *Модуль вектора магнитной индукции равен отношению максимального значения силы Ампера, действующей на прямой проводник с током, к силе тока I в*

проводнике и его длине Δl : $B = \frac{F_{\max}}{I \Delta l}.$

В системе единиц СИ за единицу магнитной индукции принята индукция такого магнитного поля, в котором на каждый метр длины проводника при силе тока 1 A действует максимальная сила Ампера 1 H . Эта единица называется *тесла*

(Тл): $1 \text{ Тл} = 1 \frac{\text{H}}{\text{A} \cdot \text{м}}.$

Тесла – очень крупная единица. Магнитное поле Земли приблизительно равно $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ Тл}$. Большой лабораторный электромагнит может создать поле не более 5 Тл.

6.4. Магнитное взаимодействие токов

Если по двум параллельным проводникам электрические токи текут в одну и ту же сторону, то наблюдается взаимное притяжение проводников (рис.6.7). В случае, когда токи текут в противоположных направлениях, проводники отталкиваются (рис.6.8).

Взаимодействие токов вызывается их магнитными полями: магнитное поле одного тока действует силой Ампера на другой ток и наоборот.

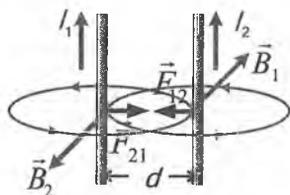


Рис.6.7

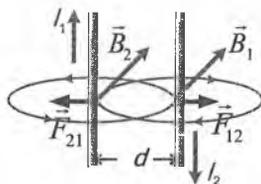


Рис.6.8

Опыты показали, что модуль силы, действующей на отрезок длиной Δl каждого из проводников, прямо пропорционален силам тока I_1 и I_2 в проводниках, длине отрезка Δl и обратно пропорционален расстоянию d между ними: $F = k \frac{I_1 I_2 \Delta l}{d}$.

Коэффициент пропорциональности k в системе СИ записывают в виде: $k = \mu_0 / 2\pi$,

где μ_0 — магнитная постоянная: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Н/А}^2 \approx 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Н/А}^2$.

Тогда формула, выражающая закон магнитного взаимодействия параллельных токов, принимает вид:

$$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2 \Delta l}{2\pi d}$$

Так как $F = F_A = IB\Delta l$ ($\sin \alpha = 1$), то можно приравнять:

$$I_1 B \Delta l = \frac{\mu_0 I_1 I_2 \Delta l}{2\pi d}$$

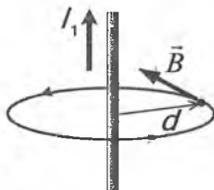


Рис.6.9

Отсюда получим выражение для индукции B магнитного поля прямолинейного проводника с током I (рис.6.9) на расстоянии d от него:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi d}$$

Магнитное поле внутри катушки практически однородно.

Модуль вектора магнитной индукции \vec{B} внутри (и вблизи торцов) длинной прямолинейной катушки (соленоида) (рис.6.10) определяется по формуле $B = \mu_0 In$, где $n = N/l$ - число витков на единицу длины катушки.

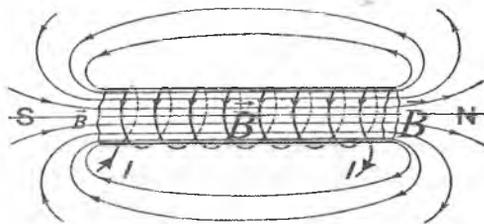


Рис.6.10

Магнитное взаимодействие параллельных проводников с током используется в Международной системе единиц (СИ) для определения единицы силы тока – ампера.

Ампер – сила неизменяющегося тока, который при прохождении по двум параллельным проводникам (бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения), расположенным на расстоянии 1 м один от другого в вакууме, вызвал бы между этими проводниками силу магнитного взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждом участке проводника длиной 1 м.

6.5. Рамка с током в магнитном поле

На рамку с током магнитное поле оказывает ориентирующее действие.

Рамка (или виток) с током в магнитном поле \vec{B} разворачивается и ориентируется подобно магнитной стрелке так, что ее магнитное поле \vec{B}' устанавливается вдоль внешнего магнитного поля \vec{B} (рис.6.11).

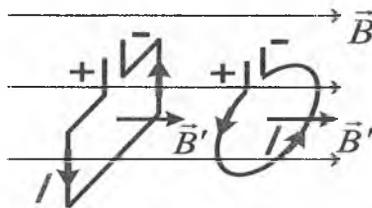


Рис.6.11

Вращающий момент

На активные участки рамки AB и CD длиной l с постоянным током I в перпендикулярном магнитном поле B , (рис.6.12) действуют равные силы Ампера: $F_A = IB\Delta l$. Направление этих сил определяется по правилу левой руки. Эта пара сил, создает вращающий момент относительно оси OO_1 (рис.6.13). Плечо каждой из этих сил равно $\frac{d}{2} \sin \alpha$. Момент каждой силы равен:

$$M_1 = F_A \frac{d}{2} \sin \alpha.$$

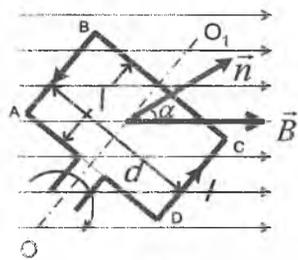


Рис.6.12

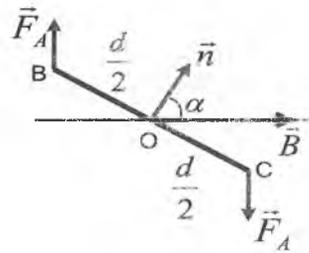


Рис.6.13

Тогда суммарный вращательный момент, действующий на рамку, равен:

$$M = 2M_1 = 2F_A \frac{d}{2} \sin \alpha = IBld \sin \alpha = IB S \sin \alpha, \text{ где } S=ld \text{ - площадь}$$

рамки.

Максимальный момент сил: $M_m = IB S$ (при $\alpha = 90^\circ$).

Полученная формула показывает, что момент сил прямо пропорционален силе тока, протекающего в витках контура.

Электроизмерительные приборы. Зависимость момента сил, действующих на рамку с током в магнитном поле от величины силы тока в рамке, положена в основе принципа работы электроизмерительных приборов (рис.6.14).

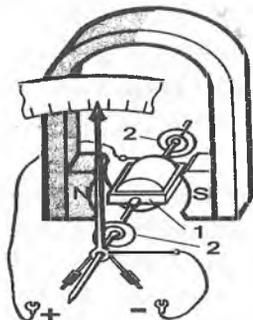


Рис.6.14

Силу тока можно определить по углу поворота катушки (1) если проградуировать прибор. Катушка с током поворачивается до тех пор, пока момент сил упругости со стороны спиральных пружин (2) не уравновесит момент сил, действующих на рамку со стороны магнитного поля. Вращение катушки с током в магнитном поле используется в устройстве **электрического двигателя**.

Прибор на рис. 6.15 является моделью электрического двигателя постоянного тока. Для того чтобы рамка продолжала вращаться в том же направлении, ток на нее подается через **коллектор**, представляющий собой кольцо, разрезанное на секторы изолированные друг от друга.

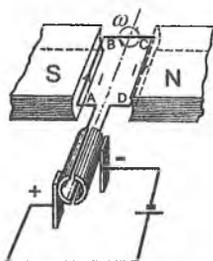


Рис.6.15

При повороте рамки, присоединенные к ее концам полукольца (сектора) коллектора повернутся вместе с ней, и каждое прижмется к другой щетке, поэтому ток в рамке изменит направление на противоположное, сохраняя направление вращательного момента.

В технических электродвигателях обмотка вращающейся катушки называется **якорем**.

Якорь представляет собой стальной цилиндр, в пазах которого проложено большое число витков. Чем больше число пазов и витков в них, тем больше вращающий момент.

Контрольные вопросы

1. Как возникает магнитное поле в пространстве?
2. В чем суть гипотезы Ампера?
3. Что принимается за положительное направление вектора магнитной индукции?
4. Укажите способы определения направления вектора B .
5. Назовите основные свойства линий магнитной индукции.
6. Какие поля называются вихревыми?
7. Какая сила называется силой Ампера?
8. Как определяется направление силы Ампера?
9. Когда сила Ампера достигает максимального по модулю значения?
10. Как взаимодействуют параллельные проводники с током?
11. Выведите формулу суммарного вращательного момента, действующего на рамку с током в магнитном поле.
12. Принцип работы электрического двигателя постоянного тока.
13. Дайте определение единицы магнитной индукции B , принятой в системе единиц СИ.
14. Что принято за единицу силы тока в системе единиц СИ?

Глава 7. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

7.1. Действие магнитного поля на движущиеся заряды. Сила Лоренца

Сила Лоренца. Действие магнитного поля на проводник с током есть результат действия поля на движущиеся заряженные частицы внутри проводника. Выразим силу Ампера, действующую на отрезок проводника длиной Δl с силой тока I , находящийся в магнитном поле B , через силы, действующие на отдельные носители заряда.

Пусть концентрация носителей свободного заряда в проводнике n , v – модуль скорости упорядоченного движения носителей заряда q , тогда сила тока, текущего по проводнику площадью поперечного сечения S равна:

$$I = qnvS.$$

Выражение для силы Ампера можно записать в виде:

$$F = IB\Delta l \sin \alpha = qnS\Delta l v B \sin \alpha.$$

Так как полное число N носителей свободного заряда в проводнике длиной Δl и сечением S равно $nS\Delta l$, то сила, действующая на одну заряженную частицу, равна: $F_{\text{л}} = qvB \sin \alpha$.

Эту силу называют **силой Лоренца**. Угол α в этом выражении равен углу между вектором скорости \vec{v} и вектором магнитной индукции \vec{B} .

Направление силы Лоренца, действующей на *положительно* заряженную частицу, так же, как и направление силы Ампера, может быть найдено по правилу левой руки или по правилу буравчика (рис.7.1).

Взаимное расположение векторов \vec{v} , \vec{B} и $\vec{F}_{\text{л}}$ для положительно заряженной частицы показано на рисунке.

Рис.7.1

Модуль силы Лоренца \vec{F}_L численно равен площади параллелограмма, построенного на векторах \vec{v} и \vec{B} помноженной на заряд q .

Сила Лоренца направлена перпендикулярно векторам \vec{v} и \vec{B} .

При движении заряженной частицы в магнитном поле сила Лоренца работы не совершает (так как сила перпендикулярна скорости). Поэтому модуль вектора скорости при движении частицы не изменяется. Если заряженная частица движется в однородном магнитном поле под действием силы Лоренца (рис.7.2), а ее скорость \vec{v} лежит в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{B} , то сила Лоренца в этом случае играет роль центростремительной силы: $\frac{mv^2}{R} = qvB$.

Частица будет двигаться по окружности радиуса: $R = \frac{mv}{qB}$.

Период обращения частицы в однородном магнитном поле равен:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB}$$

Это выражение показывает, что для заряженных частиц заданной массы m период обращения не зависит от скорости v и радиуса траектории R .

Рис.7.2

Циклотрон. Угловая скорость движения заряженной частицы по круговой траектории $\omega = \frac{v}{R} = v \frac{qB}{mv} = \frac{qB}{m}$ называется *циклотронной частотой*. Циклотронная частота не зависит от скорости (и от кинетической энергии) частицы. Это обстоятельство используется в *циклотронах* – ускорителях тяжелых частиц (протонов, ионов).

На рис.7.3 приведена принципиальная схема циклотрона.

Между полюсами сильного электромагнита помещается вакуумная камера, в которой находятся два электрода в виде полых металлических полуцилиндров (*дуантов*). К дуантам

приложено переменное электрическое напряжение, частота которого равна циклотронной частоте.

Заряженные частицы вводятся в центр вакуумной камеры и ускоряются электрическим полем в промежутке между дуантами.

Внутри дуантов частицы движутся под действием силы Лоренца по полуокружностям, радиус которых растет по мере увеличения энергии частиц. Каждый раз, когда частица пролетает через зазор между дуантами, она ускоряется электрическим полем.

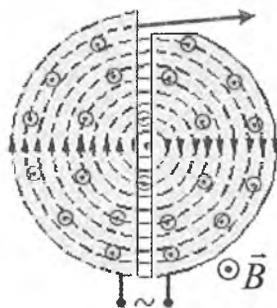


Рис.7.3

Таким образом, в циклотроне, как и во всех других ускорителях, заряженная частица ускоряется электрическим полем, а удерживается на траектории магнитным полем. Циклотроны позволяют ускорять протоны до энергии порядка 20 МэВ.

При ускорении заряженных частиц до скоростей соизмеримых со скоростью света возникает релятивистское возрастание массы частицы со скоростью. Это приводит к увеличению периода обращения и изменению циклотронной частоты. Возникает необходимость синхронизации частоты внешнего ускоряющего электрического поля с изменяющейся частотой движения частицы. Эта проблема решена в ускорителях другого типа – синхрофазотрон, фазотрон и другие. Заряженные частицы ускоряются до энергий в несколько тысяч ГэВ.

Масс-спектрометр – устройство, с помощью которого можно измерять массы заряженных частиц – ионов или ядер различных атомов (рис.7.4).

Масс-спектрометры используются для разделения изотопов, то есть ядер атомов с одинаковым зарядом, но разными массами.

Ионы, вылетающие из источника S , проходят через несколько небольших отверстий, формирующих узкий пучок и попадают в *селектор скоростей*, в котором частицы движутся в скрещенных однородных электрическом и магнитном полях. Электрическое поле создается между пластинами плоского

конденсатора, магнитное поле — в зазоре между полюсами электромагнита.

Начальная скорость заряженных частиц направлена перпендикулярно векторам \vec{E} и \vec{B} .

На частицу, движущуюся в скрещенных электрическом и магнитном полях, действуют электрическая сила $q\vec{E}$ и магнитная сила Лоренца. При условии $E = vB$ эти силы уравновешивают друг друга, частица будет двигаться равномерно и прямолинейно и, пролетев через конденсатор, пройдет через отверстие в экране. При заданных значениях электрического и магнитного полей селектор выделит частицы, движущиеся со скоростью $v = E / B$.

Рис.7.4

Далее частицы с одним и тем же значением скорости попадают в камеру масс-спектрометра, в которой создано однородное магнитное поле \vec{B}' . Частицы движутся в камере в плоскости перпендикулярной магнитному полю под действием силы Лоренца. Траектории частиц представляют собой окружности радиусов $R = mv / qB'$. Измеряя радиусы траекторий при известных значениях v и B' можно определить отношение q / m . В случае изотопов ($q_1 = q_2$) масс-спектрометр позволяет разделить частицы с разными массами.

Современные масс-спектрометры позволяют измерять массы заряженных частиц с точностью выше 10^{-4} .

Движение частицы в магнитном поле по спирали

Если частица влетает в магнитное поле под углом к вектору магнитной индукции, то скорость частицы \vec{v} имеет составляющую \vec{v}_{\parallel} вдоль направления магнитного поля, и такая частица будет двигаться в однородном магнитном поле по спирали (рис.7.5).

При этом радиус спирали R зависит от модуля перпендикулярной магнитному полю составляющей \vec{v}_{\perp} вектора \vec{v} , а шаг спирали h — от модуля продольной составляющей \vec{v}_{\parallel} .

Рис.7.5

Таким образом, траектория заряженной частицы как бы навивается на линии магнитной индукции. Это явление используется в технике для *магнитной термоизоляции высокотемпературной плазмы*, то есть полностью ионизированного газа при температуре порядка 10^6 К. Вещество в таком состоянии получают в установках типа «Токамак» при изучении управляемых термоядерных реакций. Плазма не должна соприкасаться со стенками камеры. Термоизоляция достигается путем создания магнитного поля специальной конфигурации. В качестве примера на рис.7.6 изображена траектория движения заряженной частицы в *магнитной «ловушке»*.

8

Рис.7.6

Заряженные частицы не выходят за пределы «ловушки». Магнитное поле «ловушки» может быть создано с помощью двух круглых катушек с током.

Магнитное поле Земли является защитой для всего живого от потоков заряженных частиц из космического пространства.



Рис.7.7

Быстрые заряженные частицы, в основном электроны и протоны, из космоса (главным образом от Солнца) «захватываются» магнитным полем Земли и образуют так называемые *радиационные пояса* (рис.7.7).

В радиационных поясах частицы, как в магнитных ловушках, перемещаются туда и обратно по спиралеобразным траекториям между северным

и южным магнитными полюсами за времена порядка долей секунды.

Лишь в полярных областях некоторая часть частиц вторгается в верхние слои атмосферы, вызывая полярные сияния. Радиационные пояса Земли простираются от расстояний порядка 500 км до десятков земных радиусов. Заметим, что Южный магнитный полюс Земли находится вблизи северного географического полюса (на северо-западе Гренландии).

7.2. Магнитные свойства вещества

Все вещества в большей или меньшей степени обладают магнитными свойствами. Если два витка с токами поместить в какую-либо среду, то сила магнитного взаимодействия между токами изменяется. Этот опыт показывает, что индукция магнитного поля, создаваемого электрическими токами в веществе, отличается от индукции магнитного поля, создаваемого теми же токами в вакууме.

Магнитной проницаемостью μ называется физическая величина, показывающая, во сколько раз индукция \vec{B} магнитного поля в однородной среде отличается по модулю от индукции \vec{B}_0 магнитного поля в вакууме:

$$\mu = \frac{B}{B_0}.$$

Магнитные свойства веществ определяются магнитными свойствами атомов или элементарных частиц (электронов, протонов и нейтронов), входящих в состав атомов. В настоящее время установлено, что магнитные свойства протонов и нейтронов почти в 1000 раз слабее магнитных свойств электронов. Поэтому магнитные свойства веществ в основном определяются электронами, входящими в состав атомов.

Одним из важнейших свойств электрона является наличие у него не только электрического, но и собственного магнитного поля. Собственное магнитное поле электрона называют *спином* (spin – вращение). Электрон создает магнитное поле также и за счет орбитального движения вокруг ядра, которое можно уподобить круговому микротоку. Спиновые поля электронов и магнитные поля, обусловленные их орбитальными движениями, определяют широкий спектр магнитных свойств веществ.

У большинства веществ магнитные свойства выражены слабо. *Слабо-магнитные вещества* делятся на две большие группы – *парамагнетики* и *диамагнетики*. При внесении во внешнее магнитное поле парамагнитные образцы намагничиваются так, что их собственное магнитное поле оказывается направленным по внешнему полю, а диамагнитные образцы намагничиваются против внешнего поля. Поэтому у парамагнетиков $\mu > 1$, а у диамагнетиков $\mu < 1$. Отличие μ от единицы у пара- и диамагнетиков чрезвычайно мало. Например, у алюминия, который относится к парамагнетикам, $\mu - 1 \approx 2,1 \cdot 10^{-5}$, у хлористого железа (FeCl_3) $\mu - 1 \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$.

К парамагнетикам относятся также платина, воздух и многие другие вещества.

К диамагнетикам относятся медь ($(\mu - 1) \approx -3 \cdot 10^{-6}$), вода ($(\mu - 1) \approx -9 \cdot 10^{-6}$), висмут ($(\mu - 1) \approx -1,7 \cdot 10^{-3}$) и другие вещества. Образцы из пара- и диамагнетика, помещенные в неоднородное магнитное поле между полюсами электромагнита, ведут себя по-разному – парамагнетики (рис.7.8 а) втягиваются в область сильного поля, диамагнетики (рис.7.8 б) – выталкиваются.

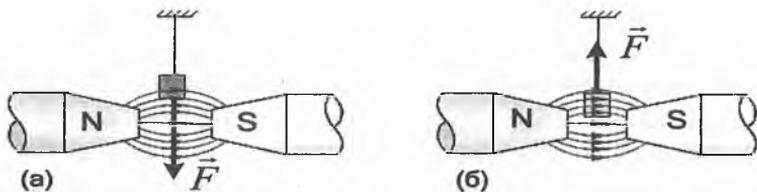


Рис.7.8

Пара- и диамагнетизм объясняется поведением электронных орбит во внешнем магнитном поле. У атомов диамагнитных веществ в отсутствие внешнего поля собственные магнитные поля электронов и поля, создаваемые их орбитальным движением, полностью скомпенсированы. Возникновение диамагнетизма связано с действием силы Лоренца на электронные орбиты. Под действием этой силы изменяется характер орбитального движения электронов и нарушается компенсация магнитных полей. Возникающее при этом собственное магнитное поле атома оказывается направленным против индукции внешнего поля.

В атомах парамагнитных веществ магнитные поля электронов скомпенсированы не полностью, и атом оказывается подобным маленькому орбитальному току. В отсутствие внешнего поля эти круговые микротоки ориентированы произвольно, так что суммарная магнитная индукция равна нулю. Внешнее магнитное поле оказывает ориентирующее действие – микротоки стремятся сориентироваться так, чтобы их собственные магнитные поля оказались направленными по индукции внешнего поля. Из-за теплового движения атомов ориентация микротоков никогда не бывает полной. При усилении внешнего поля ориентационный эффект возрастает, так что индукция собственного магнитного поля парамагнитного образца растет прямо пропорционально индукции внешнего магнитного поля. Полная индукция магнитного поля в образце складывается из индукции внешнего магнитного поля и индукции собственного магнитного поля, возникшего в процессе намагничивания.

Ферромагнетиками называются вещества, способные сильно намагничиваться в магнитном поле. Магнитная проницаемость ферромагнетиков лежит в пределах 10^2 – 10^5 .

Например, у стали $\mu \approx 8000$, у сплава железа с никелем магнитная проницаемость достигает значений 250000.

К группе ферромагнетиков относятся четыре химических элемента: *железо, никель, кобальт, гадолиний*. Из них наибольшей магнитной проницаемостью обладает железо.

Ферромагнетиками могут быть различные сплавы, содержащие ферромагнитные элементы. Широкое применение в технике получили керамические ферромагнитные материалы – ферриты.

Для каждого ферромагнетика существует определенная температура, так называемая *точка Кюри*, выше которой ферромагнитные свойства исчезают, и вещество становится парамагнетиком. У железа температура Кюри равна 770°C , у кобальта 1130°C , у никеля 360°C .

Ферромагнитные материалы делятся на две большие группы – на *магнито-мягкие* и *магнито-жесткие* материалы. Магнито-мягкие ферромагнитные материалы почти полностью размагничиваются, когда внешнее магнитное поле становится равным нулю. К магнито-мягким материалам относится чистое железо, электротехническая сталь и некоторые сплавы. Эти материалы применяются в приборах переменного тока, в которых происходит непрерывное *перемагничивание* (трансформаторы, электродвигатели и т.п.).

Магнито-жесткие материалы сохраняют свою намагниченность и после удаления их из магнитного поля. Примерами могут служить углеродистая сталь и ряд специальных сплавов. Магнито-жесткие материалы используются для изготовления *постоянных магнитов*.

Магнитная проницаемость μ ферромагнетиков не является постоянной величиной; она сильно зависит от индукции B_0 внешнего поля (в таблицах приводятся значения максимальной магнитной проницаемости).

Непостоянство магнитной проницаемости приводит к сложной нелинейной зависимости индукции B магнитного поля в ферромагнетике от индукции B_0 внешнего магнитного поля. Особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является *гистерезис*, то есть зависимость намагничивания от предыстории образца. Кривая намагничивания $B(B_0)$ ферромаг-

нитного образца представляет собой петлю сложной формы, которая называется *петлей гистерезиса* (рис.7.9).

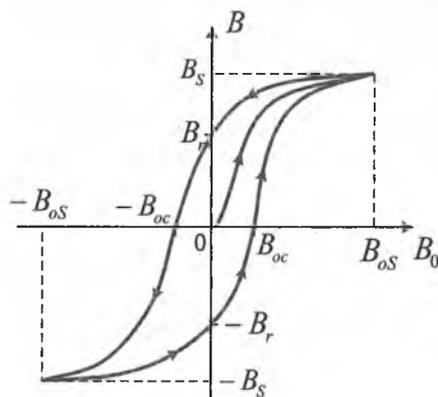


Рис.7.9

Стрелками указано направление процессов намагничивания и размагничивания ферромагнитного образца при изменении индукции B_0 внешнего магнитного поля.

При $|B_0| > B_{oS}$ наступает магнитное насыщение – намагниченность образца достигает максимального значения. Если теперь уменьшать магнитную индукцию B_0 внешнего поля и довести ее вновь до нулевого значения, то ферромагнетик сохранит *остаточную намагниченность* – поле внутри образца будет равно B_r .

Остаточная намагниченность образцов позволяет создавать постоянные магниты. Для того, чтобы полностью размагнитить образец, необходимо, изменив знак внешнего поля, довести магнитную индукцию B_0 до значения $-B_{oc}$, которое принято называть *коэрцитивной силой*. Далее процесс перемагничивания может быть продолжен, как это указано стрелками.

У магнито-мягких материалов значения коэрцитивной силы B_{oc} невелико – петля гистерезиса таких материалов достаточно «узкая». Материалы с большим значением коэрцитивной силы, то есть имеющие «широкую» петлю гистерезиса, относятся к магнито-жестким материалам.

Качественно ферромагнетизм объясняется наличием собственных (спиновых) магнитных полей у электронов. В кристаллах ферромагнитных материалов возникают условия, при которых, вследствие сильного взаимодействия спиновых магнитных полей соседних электронов, энергетически выгодной становится их параллельная ориентация. В результате такого взаимодействия внутри кристалла ферромагнетика возникают самопроизвольно намагниченные области, *домены*, размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см. Каждый домен представляет из себя небольшой постоянный магнит.

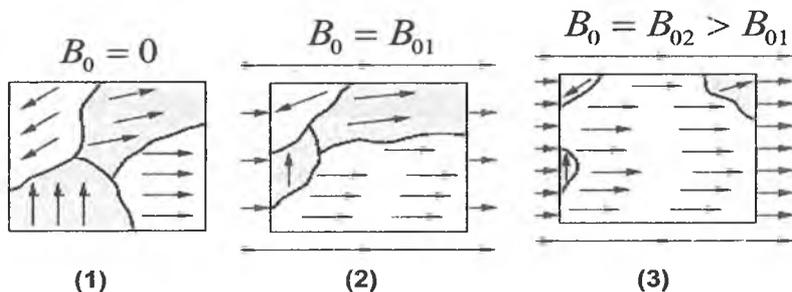


Рис 7.10

В отсутствие внешнего магнитного поля $B_0 = 0$, направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориентированы хаотически ((1) рис.7.10). Такой кристалл, в среднем, окажется не намагниченным.

При наложении внешнего магнитного поля $B_0 = B_{01}$ происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается ((2) рис.7.10). С увеличением индукции внешнего поля возрастает магнитная индукция намагниченного вещества. В очень сильном внешнем поле $B_0 = B_{02} > B_{01}$, домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены ((3) рис.7.10) и наступает магнитное насыщение.

Контрольные вопросы

1. Какую силу называют силой Лоренца?
2. Что представляет собой траектория движения заряженной частицы в однородном магнитном поле?
3. В каких случаях заряженная частица будет двигаться в однородном магнитном поле по спирали?
4. От чего зависит период обращения частицы в однородном магнитном поле?
5. Чему равна работа силы Лоренца при движении заряженной частицы в магнитном поле?
6. Каков принцип работы циклотрона?
7. Каков физический смысл магнитной проницаемости?
8. Как называются группы сильно и слабо магнитных веществ?
9. Объясните механизм намагничивания ферромагнитного образца.

Глава 8. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

8.1. Явление электромагнитной индукции

Опыты Фарадея. Правило Ленца

Магнитный поток. Магнитным потоком Φ через площадь S контура называют величину равную $\Phi = B S \cos \alpha$, где B – модуль вектора магнитной индукции, α – угол между вектором \vec{B} и нормалью \vec{n} к плоскости контура (рис.8.1). Направление нормали \vec{n} и выбранное положительное направление \vec{l} обхода контура связаны правилом правого буравчика.

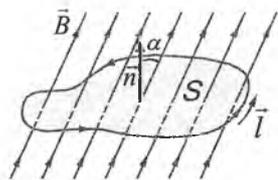


Рис.8.1

Единица магнитного потока в системе СИ называется *вебером* (Вб). Магнитный поток, равный 1 Вб, создается магнитным полем с индукцией 1 Тл, пронизывающим по направлению нормали плоский контур площадью 1 м²: 1 Вб = 1 Тл · 1 м².

Опыты Фарадея. Явление электромагнитной индукции открыто английским физиком М. Фарадеем в 1831 г. Оно заключается в возникновении электрического тока в замкнутом проводящем контуре при изменении во времени магнитного потока, пронизывающего контур.

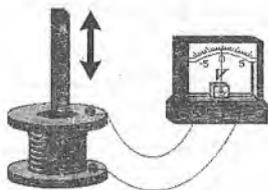


Рис.8.2

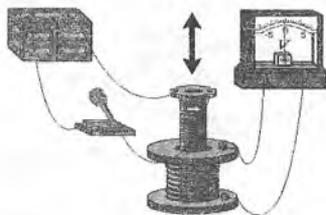


Рис.8.3

В опытах магнитное поле может создаваться либо постоянным магнитом (рис. 8.2), либо катушкой с током (рис.8.3). Изменение магнитного потока, пронизывающего индикаторную катушку, достигается перемещением источника магнитного поля или самой катушки. Явление электромагнитной индукции в обоих случаях протекает одинаково. Магнитный поток, пронизывающий индикаторную катушку, изменяется также при включении или выключении тока в первичной катушке, создающей магнитное поле. В этом случае в цепи индикаторной катушки также протекает короткий импульс тока.

Фарадей экспериментально установил, что *при изменении магнитного потока в проводящем контуре, возникает ЭДС индукции $E_{\text{инд}}$, равная скорости изменения магнитного потока через поверхность, ограниченную контуром, взятой со знаком минус:*

$$E_{\text{инд}} = -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \text{ или } E_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\Phi',$$

ЭДС индукции равна первой производной магнитного потока по времени, взятой со знаком минус. Для катушки (соленоида) с числом витков N : $E_{\text{инд}} = -N \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$.

Знак минус в формуле отражает правило Ленца.

Правило Ленца (1833 г.): *индукционный ток, возбуждаемый в замкнутом контуре при изменении магнитного потока, всегда направлен так, что создаваемое им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызывающего индукционный ток.*

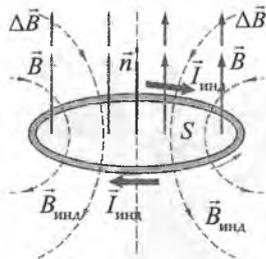


Рис.8.4

Неподвижный проводящий контур находится в однородном магнитном поле, (рис.8.4) модуль индукции которого увеличивается во времени.

$$\frac{\Delta \Phi}{\Delta t} > 0 \text{ а } E_{\text{инд}} < 0.$$

Индукционный ток $I_{\text{инд}}$ течет навстречу выбранному положительному направлению \vec{l} обхода контура.

Правило Ленца отражает тот экспериментальный факт, что $E_{\text{инд}}$ и $\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$ всегда имеют противоположные знаки (знак «минус» в формуле Фарадея). Правило Ленца имеет глубокий физический смысл – оно выражает закон сохранения энергии.

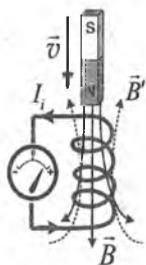


Рис.8.5

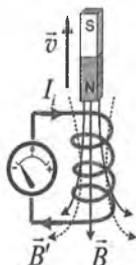


Рис.8.6

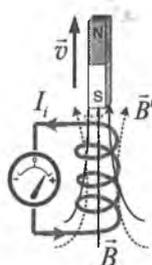


Рис. 8.7

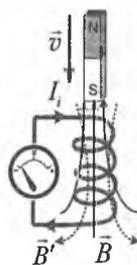


Рис. 8.8

Примените данную последовательность рассуждений для определения направления индукционного тока в примерах на рисунках.

Применение правила Ленца для нахождения направления индукционного тока I_i , в контуре:

1. Установить направление линий магнитной индукции \vec{B} внешнего магнитного поля.
2. Выяснить, увеличивается ли поток магнитной индукции этого поля через площадь контура ($\Delta\Phi > 0$) или уменьшается ($\Delta\Phi < 0$).
3. Установить направление линий вектора магнитной индукции \vec{B}' магнитного поля индукционного тока I_i . Эти линии должны быть согласно правилу Ленца направлены противоположно линиям \vec{B} при $\Delta\Phi > 0$ и иметь одинаковое с ними направление при $\Delta\Phi < 0$.
4. Зная направление линий магнитной индукции \vec{B}' , найти направление индукционного тока I_i , пользуясь правилом буравчика.

8.2. Электромагнитная индукция в движущемся проводнике

Изменение магнитного потока, пронизывающего замкнутый контур, может происходить по двум причинам.

1. Магнитный поток изменяется вследствие перемещения контура или его частей в постоянном во времени магнитном поле. Это случай, когда проводники, а вместе с ними и свободные носители заряда, движутся в магнитном поле. Возникновение ЭДС индукции объясняется действием силы Лоренца на свободные заряды в движущихся проводниках. Сила Лоренца играет в этом случае роль сторонней силы.

Рассмотрим возникновение ЭДС индукции в прямоугольном контуре, помещенном в однородное магнитное поле \vec{B} перпендикулярное плоскости контура. Пусть одна из сторон контура длиной l скользит со скоростью \vec{v} по двум другим сторонам (рис.8.9).

Рис. 8.9

На свободные заряды на этом участке контура действует сила Лоренца. Одна из составляющих этой силы, связанная с переносной скоростью \vec{v} зарядов, направлена вдоль проводника. Она играет роль сторонней силы. Ее модуль равен $F_{\text{л}} = e\upsilon B$. Работа силы $F_{\text{л}}$ на пути l равна $A = F_{\text{л}} l = e\upsilon B l$.

По определению ЭДС; $E_{инд} = \frac{A}{e} = vBl$. В других неподвижных частях контура сторонняя сила равна нулю, т.к. $v = 0$.

В общем случае ЭДС индукции в движущихся проводниках определяется по формуле: $E_{инд} = Blv \sin \alpha$, где α - угол между вектором магнитной \vec{B} и направлением скорости \vec{v} движения проводника. За время Δt площадь контура изменяется на $\Delta S = lv \Delta t$. Изменение магнитного потока за это время равно $\Delta \Phi = Blv \Delta t$. Следовательно,

$$|E_{инд}| = \left| \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \right|.$$

Если сопротивление всей цепи равно R , то по ней будет протекать индукционный ток, равный $I_{инд} = E_{инд}/R$.

2. Вторая причина изменения магнитного потока, пронизывающего контур, – изменение во времени магнитного поля при неподвижном контуре. В этом случае возникновение ЭДС индукции уже нельзя объяснить действием силы Лоренца. Электроны в неподвижном проводнике могут приводиться в движение только электрическим полем. Это электрическое поле порождается изменяющимся во времени магнитным полем. Работа этого поля при перемещении единичного положительного заряда по замкнутому контуру равна ЭДС индукции в неподвижном проводнике. Следовательно, электрическое поле, порожденное изменяющимся магнитным полем, не является потенциальным. Его называют *вихревым электрическим полем*. Представление о вихревом электрическом поле было введено в физику английским физиком Дж. Максвеллом (1861 г.).

Явление электромагнитной индукции в неподвижных проводниках, возникающее при изменении окружающего магнитного поля, также описывается формулой Фарадея. Таким образом, явления индукции в движущихся и неподвижных проводниках протекают одинаково, но физическая причина возникновения индукционного тока оказывается в этих двух случаях различной: в случае движущихся проводников ЭДС индукции обусловлена силой Лоренца; в случае неподвижных проводников ЭДС индукции является следствием действия на

свободные заряды вихревого электрического поля, возникающего при изменении магнитного поля.

8.3. Самоиндукция. Индуктивность

Самоиндукция является важным частным случаем электромагнитной индукции, когда изменяющийся магнитный поток, вызывающий ЭДС индукции, создается током в самом контуре. Если ток в рассматриваемом контуре по каким-то причинам изменяется, то изменяется и магнитное поле этого тока, а, следовательно, и собственный магнитный поток, пронизывающий контур. В контуре возникает ЭДС самоиндукции, которая согласно правилу Ленца препятствует изменению тока в контуре.

Собственный магнитный поток Φ , пронизывающий контур или катушку с током, пропорционален силе тока I : $\Phi = LI$.

Коэффициент пропорциональности L в этой формуле называется *индуктивностью* катушки. Единица индуктивности в СИ называется *генри* (Гн).

Индуктивность контура или катушки равна 1 Гн, если при силе постоянного тока 1 А собственный поток равен 1 Вб:

$$1 \text{ Гн} = 1 \text{ Вб} / 1 \text{ А}.$$

В качестве примера рассчитаем индуктивность длинного соленоида, имеющего N витков, площадь сечения S и длину l . Магнитное поле соленоида определяется формулой $B = \mu_0 In$, где I – ток в соленоиде, $n = N/l$ – число витков на единицу длины соленоида.

Магнитный поток, пронизывающий все N витков соленоида, равен

$$\Phi = B \cdot S \cdot N = \mu_0 n^2 S l I.$$

Следовательно, индуктивность соленоида равна: $L = \mu_0 n^2 S l = \mu_0 n^2 V$,

где $V = S l$ – объем соленоида, в котором сосредоточено магнитное поле. Полученный результат не учитывает краевых эффектов, поэтому он приближенно справедлив только для достаточно длинных катушек. Если соленоид заполнен веществом с

магнитной проницаемостью μ , то при заданном токе I индукция магнитного поля возрастает по модулю в μ раз, поэтому индуктивность катушки с сердечником также увеличивается в μ раз:

$$L_{\mu} = \mu L = \mu_0 \mu n^2 V.$$

ЭДС самоиндукции, возникающая в катушке с постоянным значением индуктивности, согласно формуле Фарадея равна

$$E_{\text{инд}} = E_L = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -\frac{\Delta(LI)}{\Delta t} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

ЭДС самоиндукции прямо пропорциональна индуктивности катушки и скорости изменения силы тока в ней. В общем случае в дифференциальном виде: $E_{\text{инд}} = -L \frac{dI}{dt} = -LI'$.

ЭДС самоиндукции равна произведению индуктивности на первую производную тока по времени, взятого со знаком минус.

Индуктивность – это физическая величина, численно равная ЭДС самоиндукции, возникающей в контуре при изменении силы тока на 1А за 1с.

Индуктивность проводника равна 1Гн, если в нем при изменении силы тока на 1А за 1с возникает ЭДС самоиндукции 1В.

Энергия магнитного поля. Магнитное поле обладает энергией. Подобно тому, как в заряженном конденсаторе имеется запас электрической энергии, в катушке, по виткам которой протекает ток, имеется запас магнитной энергии. Если включить электрическую лампу параллельно катушке с большой индуктивностью в электрическую цепь постоянного тока, то при размыкании ключа наблюдается кратковременная вспышка лампы. Ток в цепи возникает под действием ЭДС самоиндукции и направлен в лампе противоположно начальному току. Источником энергии, выделяющейся при этом в электрической цепи, является магнитное поле катушки (рис. 8.10).

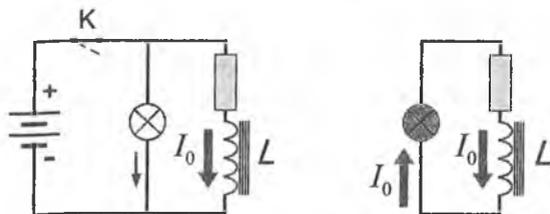


Рис.8.10

Из закона сохранения энергии следует, что вся энергия, запасенная в катушке, выделится в виде джоулева тепла. Если обозначить через R полное сопротивление цепи, то за время Δt выделится количество теплоты $\Delta Q = I^2 R \Delta t$.

$$\text{Ток в цепи равен } I = \frac{E_L}{R} = -\frac{L \Delta I}{R \Delta t}.$$

Выражение для ΔQ можно записать в виде: $\Delta Q = -LI \Delta I = -\Phi(I) \Delta I$.

В этом выражении $\Delta I < 0$, ток в цепи постепенно убывает от первоначального значения I_0 до нуля. Полное количество теплоты, выделившейся в цепи, можно получить, выполнив операцию интегрирования в пределах от I_0 до 0. Это дает $Q = \frac{LI_0^2}{2}$.

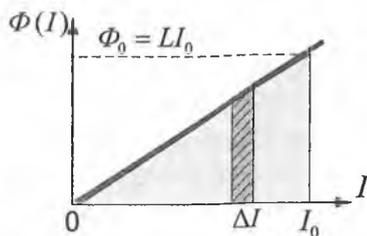


Рис. 8.11

Эту формулу можно получить графически, изобразив на графике зависимость магнитного потока $\Phi(I)$ от тока I (рис. 8.11). Полное количество выделившейся теплоты, равное первоначальному запасу энергии магнитного поля, определяется площадью изображенного треугольника.

Таким образом, энергия W_m магнитного поля катушки с индуктивностью L , создаваемого током I , равна $W_m = \frac{\Phi I}{2} = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}$.

Применим полученное выражение для энергии катушки к длинному соленоиду с магнитным сердечником. Используя

приведенные выше формулы для коэффициента самоиндукции L_{μ} соленоида и для магнитного

$$W_m = \frac{\mu_0 \mu n^2 I^2}{2} V = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V,$$

где V — объем соленоида. Это выражение показывает, что магнитная энергия локализована не в витках катушки, по которым протекает ток, а рассредоточена по всему объему, в котором создано магнитное поле.

Физическая величина $w_m = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$, равная энергии магнитного поля в единице объема, называется *объемной плотностью магнитной энергии*. Дж. Максвелл показал, что выражение для объемной плотности магнитной энергии, выведенное здесь для случая длинного соленоида, справедливо для любых магнитных полей.

8.4. Генератор переменного тока

Генератор-устройство, преобразующее энергию того или иного вида в электрическую энергию. Существуют различные типы генераторов. Преобладающую роль играют электромеханические индукционные генераторы переменного тока. Их действие основано на явлении электромагнитной индукции. В этих генераторах механическая энергия превращается в электрическую. Принцип действия электромеханического индукционного генератора заложен в поведении вращающейся рамки в однородном магнитном поле (рис.8.12).

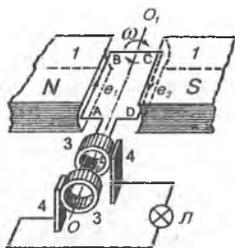


Рис.8.12

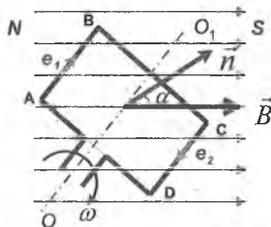


Рис.8.13

Вращение рамки в однородном магнитном поле. Рассмотрим получение синусоидального переменного тока при равномерном вращении рамки в однородном магнитном поле.

Пусть рамка ABCD (рис.8.12), концы которой присоединены к металлическим кольцам 3, находится в однородном магнитном поле с индукцией B . К кольцам прижаты щетки 4, соединенные с потребителем электрической энергии Л. Если рамку привести во вращение вокруг оси OO_1 по часовой стрелке с постоянной угловой скоростью ω , то в отрезках провода АВ и CD возникнут ЭДС индукции E .

Выведем формулу для ЭДС индукции E , возникающей в рамке.

Поток магнитной индукции, пронизывающий рамку площадью S (рис.8.13), пропорционален косинусу угла α (рис.8.13) между нормалью к рамке и вектором магнитной индукции: $\Phi = BS \cos \alpha$.

При равномерном вращении рамки с угловой скоростью ω , угол α увеличивается пропорционально времени: $\alpha = \omega t$.

Следовательно, $\Phi = BS \cos \omega t$.

Согласно закону электромагнитной индукции ЭДС, индукция в рамке равна взятой со знаком «минус» скорости изменения потока магнитной индукции, то есть производной потока магнитной индукции по времени:

$$e = - \Phi' = BS\omega \sin \omega t = E_m \sin \omega t,$$

где $E_m = BS\omega$ - амплитуда ЭДС индукции.

Полученное выражение является законом, по которому изменяется напряжение в цепях переменного тока: $u = U_m \sin \omega t$ или $u = U_m \cos \omega t$.

Сила тока в общем случае в любой момент времени не совпадает по фазе с колебаниями напряжения, поэтому мгновенное значение силы тока:

$$i = I_m \sin(\omega t + \varphi),$$

где φ - сдвиг фаз между током и напряжением.

В изображенной на рисунке модели генератора вращается проволочная рамка, которая является ротором. Магнитное поле создает неподвижный постоянный магнит. Разумеется, можно

было бы поступить и *наоборот* - вращать магнит, а рамку оставить неподвижной. Именно так и поступают в больших промышленных генераторах. Дело в том, что отводить ток из обмотки ротора во внешнюю цепь (рис.8.12) приходится при помощи скользящих контактов-колец и щеток. Скользящий контакт неудобен с электротехнической точки зрения. При больших токах в скользящем контакте образуется искра, что ведет к потерям энергии, выгоранию контактов и повышает пожароопасность.

Поэтому вращается именно электромагнит, который является *ротором*, в то время как обмотки, в которых наводится ЭДС, уложены в пазах *статора* и остаются неподвижными (рис.8.14).

Генерируемый ток удобнее снимать с неподвижных обмоток, а через скользящие контакты подводить сравнительно слабый ток к вращающемуся электромагниту.

Этот ток вырабатывается отдельным генератором постоянного тока (возбудителем), расположенным на том же валу.

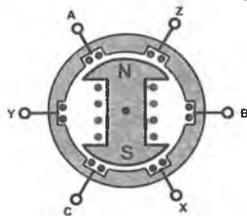


Рис.8.14

В маломощных генераторах магнитное поле, создается вращающимся постоянным магнитом. В таком случае кольца и щетки вообще не нужны.

Если в однородном магнитном поле вращается плоская рамка, то период генерируемой ЭДС равен периоду вращения рамки (рис.8.12).

Например, для получения переменного тока с частотой 50 Гц, рамка должна в однородном магнитном поле совершать 50 об/с, т.е. 3000 об/мин. Такая же частота вращения потребуется и в случае вращения двухполюсного постоянного магнита или двухполюсного электромагнита (рис.8.14).

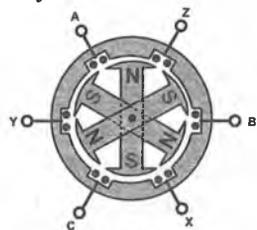


Рис.8.15

Скорость вращения можно уменьшить, если использовать в качестве ротора электромагнит, имеющий несколько пар полюсов. Например, на рис.8.15 ротор можно вращать в 3 раза медленнее. Это важно, когда генератор приводится во вращение тихоходными двигателями, например, гидравлическими турбинами.

8.5. Взаимная индукция. Трансформатор. Передача электроэнергии

Трансформатор – это устройство, применяемое для повышения или понижения напряжения (тока) переменного тока в широком диапазоне.

Принцип действия трансформаторов основан на явлении электромагнитной индукции. Простейший трансформатор состоит из сердечника замкнутой формы из магнитомягкого материала, на который намотаны две обмотки: первичная и вторичная (рис.8.16).

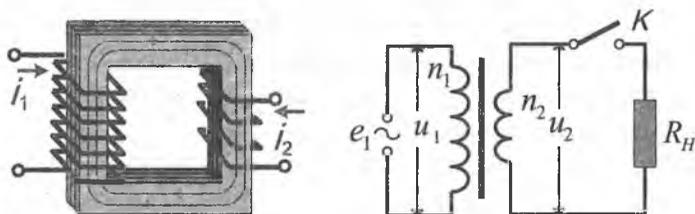


Рис.8.16

Простейший трансформатор и его условное изображение в схемах, где n_1 и n_2 – числа витков в обмотках.

Первичная обмотка подсоединяется к источнику переменного тока с ЭДС $e_1(t)$, поэтому в ней возникает ток $i_1(t)$, создающий в сердечнике трансформатора переменный магнитный поток Φ , который практически без рассеяния циркулирует по замкнутому магнитному сердечнику и, следовательно, пронизывает все витки первичной и вторичной обмоток. В режиме холостого хода, то есть при разомкнутой цепи вторичной обмотки, ток в первичной обмотке весьма мал из-за большого индуктивного сопротивления обмотки. В этом режиме трансформатор потребляет небольшую мощность.

Ситуация изменяется, когда в цепь вторичной обмотки включается сопротивление нагрузки R_H , и в ней возникает переменный ток $i_2(t)$. Теперь полный магнитный поток Φ в сердечнике создается обоими токами. Но согласно правилу Ленца магнитный поток Φ_2 , создаваемый индуцированным во вторичной обмотке током i_2 , направлен навстречу потоку Φ_1 , создаваемому

током i_1 в первичной обмотке: $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$. Отсюда следует, что токи i_1 и i_2 изменяются в противофазе, то есть имеют фазовый сдвиг, равный 180° .

Ток i_1 в первичной обмотке в режиме нагрузки значительно больше тока холостого хода. Это следует из того, что полный магнитный поток Φ в сердечнике должен быть в режиме нагрузки таким же, как и в режиме холостого хода, так как напряжение u_1 на первичной обмотке в обоих случаях одно и то же. Это напряжение равно ЭДС источника e_1 переменного тока. Так как магнитные потоки, пронизывающие обмотки, пропорциональны числу n_1 и n_2 витков в них, можно записать для первичной

$$\text{обмотки } e_1 + e_{1\text{инд}} = 0, \quad u_1 = e_1 = -e_{1\text{инд}} = n_1 \frac{d\Phi}{dt},$$

$$\text{для вторичной обмотки: } u_2 = i_2 R_H = e_{2\text{инд}}, \quad u_2 = -n_2 \frac{d\Phi}{dt},$$

$$\text{следовательно, } u_2 = -\frac{n_2}{n_1} u_1.$$

Знак минус означает, что напряжения u_1 и u_2 находятся в противофазе, также как и токи i_1 и i_2 в обмотках. Поэтому фазовый сдвиг ϕ_1 между напряжением u_1 и током i_1 в первичной обмотке равен фазовому сдвигу ϕ_2 между напряжением u_2 и током i_2 во вторичной обмотке. Если нагрузкой вторичной обмотки является активное сопротивление R_H , то $\phi_1 = \phi_2 = 0$.

Для амплитудных значений напряжений на обмотках можно записать:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{n_2}{n_1} = K.$$

Коэффициент $K = n_2 / n_1$ - есть коэффициент трансформации.

При $K > 1$ трансформатор называется *повышающим*. При $K < 1$ - *понижающим*.

Написанные выше соотношения, строго говоря, применимы только к *идеальному трансформатору*, в котором нет рассеяния магнитного потока и отсутствуют потери энергии на джоулево тепло. Эти потери могут быть связаны с наличием активного сопротивления самих обмоток и возникновением индукционных

токов (*токов Фуко*) в сердечнике. Для уменьшения токов Фуко сердечники трансформатора изготавливают из тонких стальных листов, изолированных друг от друга. У хороших современных трансформаторов потери энергии при нагрузках, близких к номинальным, не превышают 1–2 %, поэтому к ним приближенно применима теория идеального трансформатора.

Если пренебречь потерями энергии, то мощность P_1 , потребляемая идеальным трансформатором от источника переменного тока, равна мощности P_2 , передаваемой нагрузке:

$$\frac{U_1 I_1}{2} = \frac{U_2 I_2}{2}, \quad \cos \varphi_1 = \cos \varphi_2 = 1.$$

Отсюда следует, что $\frac{I_1}{I_2} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{n_2}{n_1} = K$, т.е. токи в обмотках обратно пропорциональны числу витков.

Передача электрической энергии. Для уменьшения потерь на нагревание проводов необходимо уменьшить силу тока в линии передачи, и, следовательно, увеличить напряжение. Обычно линии электропередачи строятся в расчете на напряжение 400–500 кВ, при этом в линиях используется трехфазный ток частотой 50 Гц. На рис.8.17 представлена схема линии передачи электроэнергии от электростанции до потребителя. Схема дает представление об использовании трансформаторов при передаче электроэнергии.

Следует отметить, что при повышении напряжения в линиях передачи увеличиваются утечки энергии через воздух. Коэффициент полезного действия линии передач не превышает 90 %.



Рис.8.17

На рис.8.17 условная схема высоковольтной линии передачи. Трансформаторы изменяют напряжение в нескольких точках линии.

Контрольные вопросы

1. Что называют магнитным потоком? Единица его измерения.
2. В чем суть явления электромагнитной индукции?
3. Объясните опыты Фарадея по наблюдению явления электромагнитной индукции.
3. Сформулируйте закон Фарадея для электромагнитной индукции.
4. Что можно определить по правилу Ленца? Сформулируйте правило Ленца.
5. Назовите причины возникновения ЭДС в замкнутом контуре.
6. Выведите формулу ЭДС индукции в проводнике, движущемся в постоянном магнитном поле.
7. В чем суть явления самоиндукции?
8. Что называют индуктивностью катушки? Единица измерения.
9. От чего зависит индуктивность катушки?
10. Выведите формулу ЭДС самоиндукции.
11. Каков физический смысл величины 1 Гн ?
12. Как вычисляется энергия магнитного поля катушки?

Глава 9. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

9.1. Электромагнитные колебания. Колебательный контур

Периодические изменения заряда, силы тока и напряжения называют электрическими колебаниями.

Колебательным контуром называется система, состоящая из конденсатора и катушки, способная совершать свободные электрические колебания.

Рассмотрим последовательный RLC -контур (рис.9.1).

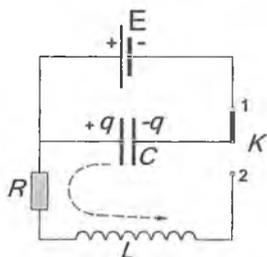


Рис.9.1

Когда ключ K находится в положении 1, конденсатор заряжается до напряжения E . После переключения ключа в положение 2, начинается процесс разрядки конденсатора через резистор R и катушку индуктивности L . В контуре потечет возрастающий со временем ток. В результате энергия электрического поля конденсатора будет уменьшаться, а энергия магнитного поля катушки будет возрастать.

В момент $t=1/4T$, когда конденсатор полностью разрядится, энергия электрического поля обращается в нуль, а энергия магнитного поля и ток достигают наибольшего значения. С этого момента ток в контуре будет убывать, начнет ослабевать магнитное поле катушки и в ней индуцируется ток, который течет согласно правилу Ленца в том же направлении, что и ток разрядки конденсатора. Конденсатор начнет перезаряжаться. При определенных условиях этот процесс имеет колебательный характер.

Для замкнутого RLC контура, не содержащего внешнего источника тока, применимо второе правило Кирхгофа (сумма падений напряжений на всех участках контура равна сумме ЭДС этого контура):

$$u_R + u_C = E_{\text{ист}} \quad \text{или} \quad iR + U = -L \frac{di}{dt},$$

где $U = \frac{q}{C}$ – напряжение на конденсаторе; q – заряд конденсатора. В правой части этого соотношения стоит ЭДС самоиндукции катушки.

$$i = \frac{dq}{dt} = \dot{q} \text{ – ток в цепи, то } \frac{di}{dt} = \ddot{q}.$$

Уравнение, описывающее свободные колебания в RLC - контуре, может быть приведено к следующему виду, если в качестве переменной величины выбрать заряд конденсатора $q(t)$:

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0.$$

Случай, когда в контуре нет потерь электромагнитной энергии ($R = 0$),

$$\ddot{q} + \frac{1}{LC} q = 0.$$

Принято обозначение: $\frac{1}{LC} = \omega_0^2 \Rightarrow \ddot{q} + \omega_0^2 q = 0$.

Уравнение $\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0$ описывает свободные колебания в LC -контуре в отсутствие затухания. Оно совпадает по виду с уравнением свободных механических колебаний (например, груза на пружине) в отсутствие сил трения и является дифференциальным уравнением гармонических колебаний. Решением этого уравнения является уравнение вида:

$$q(t) = q_0 \cos(\omega t + \varphi_0).$$

Таким образом, в отсутствие затухания свободные колебания в электрическом контуре являются *гармоническими*.

Параметры L и C колебательного контура определяют только собственную циклическую частоту свободных колебаний $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ и период $T = 2\pi\sqrt{LC}$ (формула Томсона).

9.2. Превращение энергии в колебательном контуре

При свободных колебаниях происходит периодическое превращение электрической энергии $W_{\text{э}}$, запасенной в конденсаторе, в магнитную энергию $W_{\text{м}}$ катушки и наоборот. Если в колебательном контуре нет потерь энергии, то полная электромагнитная энергия системы остается неизменной:

$$W = W_{\text{э}} + W_{\text{м}} = \frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2} = \frac{q_0^2}{2C} = \frac{LI^2}{2} = \text{const},$$

где q, i – мгновенные значения заряда и силы тока;
 q_0, I – максимальные значения заряда и силы тока.

Аналогия процессов свободных электрических и механических колебаний

На рисунке (рис.9.2) приведены графики изменения заряда $q(t)$ конденсатора и смещения $x(t)$ груза от положения равновесия, а также графики тока $i(t)$ и скорости груза $v(t)$ за один период

$T = \frac{2\pi}{\omega_0}$ колебаний.

Рис.9.2

Аналогии между электрическими и механическими величинами:

Электрические величины		Механические величины	
Заряд конденсатора	$q(t)$	Координата	$x(t)$
Ток в цепи	$i = \frac{dq}{dt}$	Скорость	$v = \frac{dx}{dt}$
Индуктивность	L	Масса	m
Величина, обратная емкости	$\frac{1}{C}$	Жесткость	k
Напряжение на конденсаторе	$U = \frac{q}{C}$	Упругая сила	kx
Энергия электрического поля конденсатора	$\frac{q^2}{2C}$	Потенциальная энергия пружины	$\frac{kx^2}{2}$
Магнитная энергия катушки	$\frac{Li^2}{2}$	Кинетическая энергия	$\frac{mv^2}{2}$
Магнитный поток	Li	Импульс	mv

9.3. Затухающие и вынужденные электрические колебания

Все реальные контуры имеют электрическое сопротивление $R \neq 0$. За каждый период колебаний часть электромагнитной энергии, запасенной в контуре, превращается в джоулево тепло, и колебания становятся *затухающими* (рис.9.3).

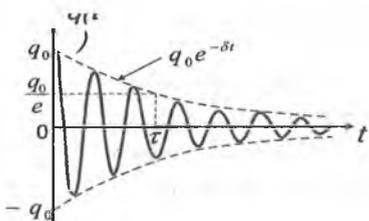


Рис.9.3

Решением этого дифференциального уравнения является функция:

$$q(t) = q_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi_0).$$

Уравнение свободных колебаний в контуре при наличии затухания имеет вид:

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0 \text{ или}$$

$$\ddot{q} + 2\delta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0,$$

$$\text{здесь } \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}.$$

Физическая величина $\delta = R / 2L$ называется *коэффициентом затухания*, множитель $\exp(-\delta t)$ описывает затухание амплитуды колебаний, а $Q = \pi N = \pi \frac{\tau}{T}$ - добротность контура.

Процессы, возникающие в электрических цепях под действием внешнего источника тока, напряжение которого изменяется периодически, называются *вынужденными колебаниями*.

Вынужденные колебания являются *незатухающими*.

Установившиеся вынужденные колебания в цепи, способной совершать собственные свободные колебания на частоте ω_0 , *всегда происходят на частоте ω внешнего источника*.

Контрольные вопросы

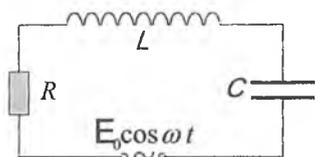
1. Что называется электрическими колебаниями?
2. Что собой представляет электрическая система, способная совершать свободные колебания. Как она называется?
3. Запишите уравнение гармонических колебаний в отсутствие затуханий.
4. Какие колебания называются гармоническими?
5. Начертите график гармонических колебаний $q(t)$.
6. По какой формуле определяется период свободных колебаний в электрическом контуре?
7. Запишите закон сохранения энергии для колебательного контура.
8. Какой вид имеет уравнение свободных колебаний в контуре при наличии затухания?
9. На какой частоте происходят установившиеся вынужденные колебания в электрической цепи, когда внешний источник, напряжение которого изменяется с частотой ω , подключен к системе с собственной частотой свободных колебаний?

Глава 10. ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК

10.1. Цепи переменного тока.

Резистор, конденсатор, катушка в цепи переменного тока

Электрические цепи (рис.10.1), в которых происходят установившиеся вынужденные колебания под действием источника переменного тока, называются *цепями переменного тока*.



$$u_R + u_C + u_L = e(t) = E_0 \cos \omega t.$$

Рис. 10.1

Резистор в цепи переменного тока

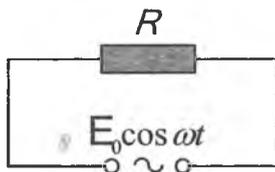


Рис. 10.2



Рис. 10.3

$$i_R R = u_R = U_R \cos \omega t; \quad i_R = \frac{U_R}{R} \cos \omega t = I_R \cos \omega t.$$

$$RI_R = U_R \Rightarrow I_R = \frac{U_R}{R}.$$

Выводы

1. Справедлив закон Ома.
2. Фазовый сдвиг между током и напряжением на резисторе равен нулю.

Конденсатор в цепи переменного тока

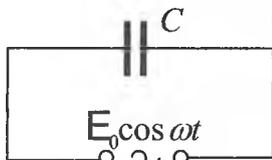


Рис. 10.4

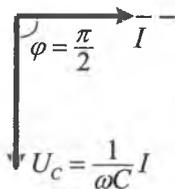


Рис. 10.5

$$u_c = \frac{q}{C} = U_c \cos \omega t$$

$$i_c = \frac{dq}{dt} = C \frac{du_c}{dt} = CU_c (-\omega \sin \omega t) = \omega CU_c \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) = I_c \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}).$$

Соотношение между амплитудами тока I_c и напряжения U_c :

$$I_c = U_c \omega C \text{ или } I_c = \frac{U_c}{X_C}, \text{ то есть справедлив закон Ома,}$$

$X_C = \frac{1}{\omega C}$ - емкостное (реактивное) сопротивление в цепи переменного тока.

Выводы

1. Справедлив закон Ома.
2. Ток опережает по фазе напряжение на $\frac{\pi}{2}$.

Катушка в цепи переменного тока

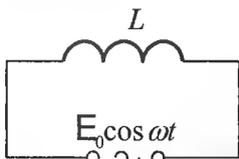


Рис. 10.6

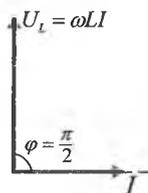


Рис. 10.7

$$u_L = L \frac{di_L}{dt} = U_L \cos \omega t$$

$$i_L = \int \frac{U_L}{L} \cos \omega t dt = \frac{U_L}{\omega L} \sin \omega t = \frac{U_L}{\omega L} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) = I_L \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}).$$

Соотношение между амплитудами тока I_L и напряжения U_L :

$I_L = \frac{U_L}{\omega L}$ или $I_L = \frac{U_L}{X_L}$, то есть справедлив закон Ома;

здесь $X_L = \omega L$ - индуктивное сопротивление.

Выводы

1. Справедлив закон Ома.

2. Ток отстает по фазе от напряжения на $\frac{\pi}{2}$.

10.2. Полная цепь переменного тока. Закон Ома

Полная цепь переменного тока

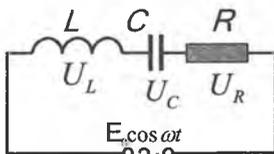


Рис. 10.8

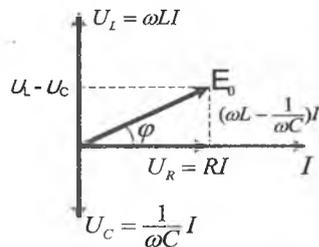


Рис. 10.9

$E_0^2 = U_R^2 + (U_L - U_C)^2$ откуда следует: $I = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}$ - это

соотношение называют **законом Ома для полной цепи переменного тока**.

$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}$ - величину Z называют **полным сопротивлением** цепи переменного тока или **импедансом** цепи.

$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$ - это реактивное сопротивление цепи переменного тока или **реактанс**, φ - разность фаз между током и напряжением.

10.3. Явление электрического резонанса

Из закона Ома для полной цепи переменного тока видно, что амплитуда тока I принимает максимальное значение при условии

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0 \text{ или } \omega^2 = \omega_{\text{рез}}^2 = \omega_0^2 = \frac{1}{LC}.$$

Явление возрастания амплитуды колебаний тока при совпадении частоты ω внешнего источника с собственной частотой ω_0 электрической цепи называется **электрическим резонансом**.

При резонансе $I_{\text{рез}} = \frac{E_0}{R}$. Сдвиг фаз φ между приложенным напряжением и током в цепи при резонансе обращается в нуль (рис 1010).

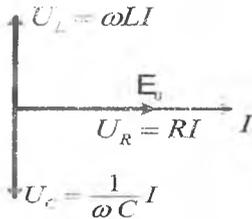


Рис. 10.10

Резонанс в последовательной RLC - цепи называется **резонансом напряжений**.

При последовательном резонансе ($\omega = \omega_0$) амплитуды U_C и U_L напряжений на конденсаторе и катушке резко возрастают:

$$(U_L)_{\text{рез}} = (U_C)_{\text{рез}} = \omega_0 LI = I \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{E_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \text{ - добротность контура.}$$

Таким образом, при резонансе амплитуды напряжений на конденсаторе и катушке в Q раз превышают амплитуду напряжения внешнего источника.

$$|U_L|_{\text{рез}} = |U_C|_{\text{рез}} = E_0 Q.$$

На рис.10.11 изображены резонансные кривые для последовательных контуров с различными значениями добротности

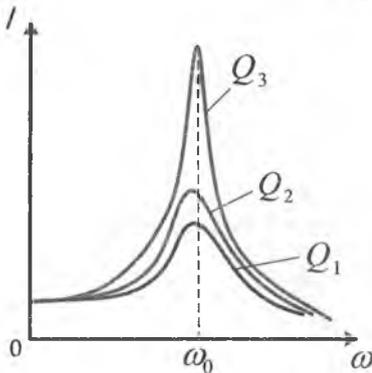


Рис. 10.11

$$Q_3 > Q_2 > Q_1.$$

При резонансе последовательный RLC контур оказывает малое сопротивление переменному току.

10.4. Мощность в цепи переменного тока

При протекании переменного тока по участку цепи электромагнитное поле совершает работу и в цепи выделяется джоулево тепло.

Мгновенная мощность в цепи переменного тока равна произведению мгновенных значений тока и напряжения: $p = i \cdot u$. Практический интерес представляет среднее за период переменного тока значение мощности

$$P = P_{cp} = \overline{IU \cos \omega t \cos(\omega t + \varphi)},$$

где I и U – амплитудные значения тока и напряжения на данном участке цепи; φ – фазовый сдвиг между током и напряжением. Черта означает знак усреднения. Если участок цепи содержит только резистор с сопротивлением R , то фазовый сдвиг $\varphi = 0$:

$$P_R = I_R U_R \overline{\cos^2 \omega t} = \frac{I_R U_R}{2} = \frac{I_R^2 R}{2}, \text{ так как } \overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{2}.$$

Средняя мощность переменного тока на участке цепи, содержащем резистор, равна $P_R = I_D U_D$.

Если участок цепи содержит только конденсатор емкости C , то фазовый сдвиг между током и напряжением $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Поэтому

$$P_C = I_C U_C \overline{\cos \omega t \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})} = I_C U_C \overline{\cos \omega t (-\sin \omega t)} = 0.$$

Аналогично можно показать, что $P_L = 0$.

Мощность в цепи переменного тока выделяется только на активном сопротивлении. Средняя мощность переменного тока на конденсаторе и катушке индуктивности равна нулю. $P_d = I_d E_d \cos \varphi$.

Действующие или эффективные значения силы тока и напряжения:

$$I_d = \frac{I_0}{\sqrt{2}}; U_d = \frac{U_0}{\sqrt{2}},$$

где $\cos \varphi$ - коэффициент мощности. На практике стремятся увеличить $\cos \varphi$, наименьшее допустимое значение которого для промышленных установок $\sim 0,85$.

Контрольные вопросы

1. Запишите формулы закона Ома для участка цепи переменного тока, содержащего один из элементов R, L и C.
2. Начертите векторные диаграммы для участка цепи переменного тока, содержащего один из элементов R, L и C.
3. Формула закона Ома для цепи переменного тока, содержащей R, L и C.
4. Чему равно емкостное, индуктивное, полное сопротивление в цепи переменного тока?
5. В чем суть явления электрического резонанса?
6. Что называют резонансной кривой? Начертите и объясните ее вид для последовательного колебательного контура.
7. Дайте понятия действующих (или эффективных) значений силы тока и напряжения.
8. Чему равна мощность в цепи переменного тока, выделяемая на активном сопротивлении, на конденсаторе и катушке индуктивности?

Глава 11. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

Первые представления о природе света возникли у древних греков и египтян. По мере изобретения и совершенствования различных оптических приборов (параболических зеркал, микроскопа, зрительной трубы) эти представления развивались и трансформировались. В конце XVII века возникли две теории света: *корпускулярная* (И. Ньютон) и *волновая* (Р. Гук и Х. Гюйгенс).

Согласно корпускулярной теории, свет представляет собой поток частиц (корпускул), испускаемых светящимися телами. Ньютон считал, что движение световых корпускул подчиняется законам механики. Отражение света понималось аналогично отражению упругого шарика от плоскости. Преломление света объяснялось изменением скорости корпускул при переходе из одной среды в другую.

Волновая теория, в отличие от корпускулярной, рассматривала свет как волновой процесс, подобный механическим волнам.

В основу волновой теории был положен *принцип Гюйгенса*, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, становится центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение *волнового фронта* в следующий момент времени. С помощью принципа Гюйгенса были объяснены законы отражения и преломления.

Обе теории объясняли прямолинейное распространение света, законы отражения и преломления. Весь XVIII век стал веком борьбы этих теорий. Свет в одних опытах обнаруживает волновые свойства, а в других – корпускулярные, это означает, что свет имеет сложную двойственную природу, которую принято характеризовать термином *корпускулярно-волновой дуализм*.

11.1. Основные законы геометрической оптики

Закон прямолинейного распространения света

В оптически однородной среде свет распространяется прямолинейно.

Опытным доказательством этого закона могут служить резкие тени, отбрасываемые непрозрачными телами при освещении светом источника достаточно малых размеров («точечный источник»).

Закон отражения света

1. Падающий и отраженный лучи, а также перпендикуляр к границе раздела двух сред, восстановленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости (рис.11.1).

2. Угол отражения β равен углу падения α , т.е. $\beta = \alpha$.

Закон преломления света

1. Падающий и преломленный лучи, а также перпендикуляр к границе раздела двух сред, восстановленный в точке падения луча, лежат в одной плоскости (рис.11.1).

2. Отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления γ есть величина, постоянная для двух данных сред:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n \text{ или } n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \gamma.$$

Закон преломления был экспериментально установлен голландским ученым В. Синеллиусом (1621 г.).

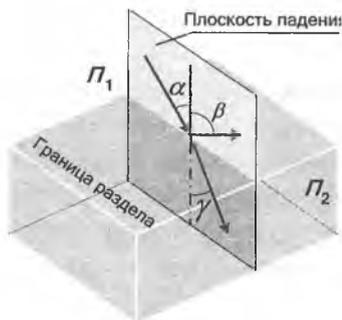


Рис.11.1

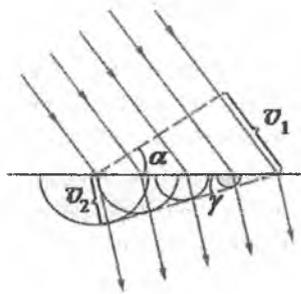


Рис.11.2

Постоянную величину n называют *относительным показателем преломления* второй среды относительно первой.

Показатель преломления среды относительно вакуума называют *абсолютным показателем преломления*.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления: $n = \frac{n_2}{n_1}$.

Законы отражения и преломления находят объяснение в волновой физике. Согласно волновым представлениям, преломление является следствием изменения скорости распространения волн при переходе из одной среды в другую. Физический смысл показателя преломления — это отношение скорости распространения волн в первой среде v_1 к скорости их распространения во второй среде v_2 (рис. 11.2): $n = \frac{v_1}{v_2}$.

Абсолютный показатель преломления равен отношению скорости света c в вакууме к скорости света v в среде $n = \frac{c}{v}$.

Среду с меньшим абсолютным показателем преломления называют *оптически менее плотной*. При переходе света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную, луч *отклоняется* от перпендикуляра. При переходе света из оптически менее плотной среды в оптически более плотную, луч *прижимается* к перпендикуляру.

Построения Гюйгенса для определения направления распространения волны, преломленной на границе двух прозрачных сред.

Для случая преломления света на границе вакуум—среда волновая теория приводит к следующему выводу: $\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{c}{v} = n$.

Явление полного отражения. При переходе света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную $n_2 < n_1$ (например, из стекла в воздух) (рис. 11.3) можно наблюдать явление *полного отражения*, то есть исчезновение преломленного луча. Это явление наблюдается при углах падения, превышающих некоторый критический угол $\alpha_{\text{пр}}$, который называется *предельным углом полного внутреннего отражения*.

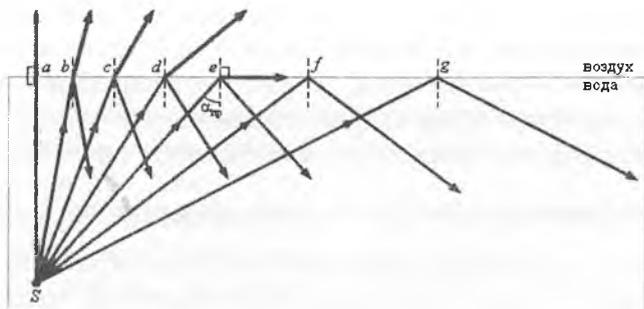


Рис.11.3

Для угла падения $\alpha = \alpha_{\text{пр}}$, $\sin \gamma = 1$ значение $\sin \alpha_{\text{пр}} = n_2 / n_1 < 1$.

Если второй средой является воздух ($n_2 \approx 1$), то формулу удобно переписать в виде $\sin \alpha_{\text{пр}} = 1 / n$, где $n = n_1 > 1$ – абсолютный показатель преломления первой среды.

Для границы раздела стекло–воздух ($n = 1,5$) критический угол равен $\alpha_{\text{пр}} = 42^\circ$, для границы вода–воздух ($n = 1,33$) – $\alpha_{\text{пр}} = 48,7^\circ$.

Практически важным применением явления полного внутреннего отражения является создание *волоконных световодов*, которые представляют собой тонкие (от нескольких микрометров до миллиметров) произвольно изогнутые нити из оптически прозрачного материала (стекло, кварц).

Свет, попадающий на торец световода, может распространяться по нему на большие расстояния за счет полного (рис.11.4) внутреннего отражения от боковых поверхностей. При сильном изгибе волокна закон полного внутреннего отражения нарушается, и свет частично выходит из волокна через боковую поверхность.

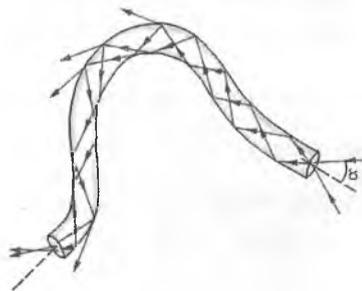


Рис.11.4

Научно-техническое направление, занимающееся разработкой и применением оптических световодов, называется *волоконной оптикой*.

11.2. Плоское зеркало

Простейшим оптическим устройством, способным создавать изображение предмета, является *плоское зеркало* (рис.11.5).

Изображение предмета, даваемое плоским зеркалом, формируется за счет лучей, отраженных от зеркальной поверхности. Это изображение является мнимым, так как оно образуется пересечением не самих отраженных лучей, а их продолжений в «зазеркалье».

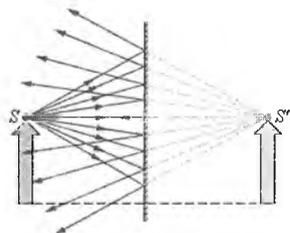


Рис.11.5

Точка S' является мнимым изображением точки S .

Вследствие закона отражения света мнимое изображение предмета располагается симметрично относительно зеркальной поверхности. Размер изображения равен размеру самого предмета.

11.3. Трехгранная призма

Две грани призмы, сквозь которые лучи входят в призму и выходят из нее, называют *преломляющими гранями*, а двугранный угол φ , составленный этими гранями, называют *преломляющим углом* призмы.

На призму из материала оптически более плотного, чем среда, с показателем преломления n падает узкий монохроматический (одного цвета) пучок света AO_1 (из воздуха на стеклянную призму). В призме он идет по пути O_1O_2 . При выходе из призмы он удаляется от перпендикуляра к грани и идет по пути O_2B .

В результате прохождения сквозь призму пучок света отклоняется к ее широкой части (основанию).

До призмы свет шел по направлению AO_1 , а после призмы идет по направлению O_2B , смещение пучка произошло на угол δ , который называют углом отклонения.

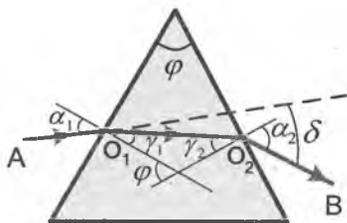


Рис.11.6

$$\delta = (\alpha_1 - \gamma_1) + (\alpha_2 - \gamma_2),$$

т.к. $\gamma_1 + \gamma_2 = \varphi$,

$$\delta = \alpha_1 + \alpha_2 - \varphi.$$

Запишем закон преломления для точек O_1 и O_2 приняв, что для малых углов отношение синусов можно заменить отношением значения этих углов:

- для O_1 $n = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma_1} \approx \frac{\alpha_1}{\gamma_1} \Rightarrow \alpha_1 \approx n\gamma_1$,

- для O_2 $\frac{1}{n} = \frac{\sin \gamma_2}{\sin \alpha_2} \approx \frac{\gamma_2}{\alpha_2} \Rightarrow \alpha_2 \approx n\gamma_2$,

$$\alpha_1 + \alpha_2 \approx n(\gamma_1 + \gamma_2) \approx n\varphi \text{ или}$$

$$\delta + \varphi \approx n\varphi \Rightarrow \delta \approx \varphi(n-1).$$

Угол отклонения δ тем больше, чем больше показатель преломления вещества призмы n и ее преломляющий угол φ .

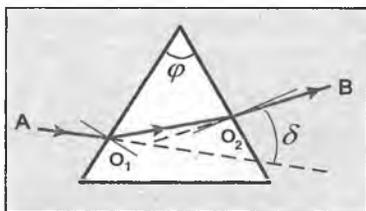


Рис.29.7

Если трехгранную призму поместить в среду, показатель преломления вещества которой больше показателя преломления вещества призмы, то, пройдя призму, луч AO_1 будет отклоняться в сторону преломляющего угла φ , на угол δ .

Параллельные лучи, падающие на призму, остаются параллельными.

Предельный угол для стекла составляет около 42° . Поэтому в призмах с углами 45° получается полное внутреннее отражение света.

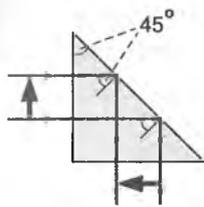


Рис.11.8

а) Поворотная призма

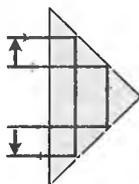


Рис.11.9

б) Обратная призма



Рис.11.10

в) Призма прямого зрения

11.4. Тонкие линзы

Линзой называется прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями. Если толщина самой линзы мала по сравнению с радиусами кривизны сферических поверхностей, то линзу называют *тонкой*.

Линзы бывают *собирающими* и *рассеивающими*.

Собирающая линза (рис.11.11 а) в середине толще, чем у краев, рассеивающая линза (рис.29.11 б), наоборот, в средней части тоньше.

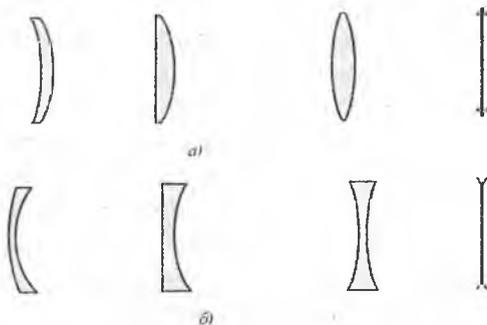


Рис.11.11

Прямая, проходящая через центры кривизны O_1 и O_2 сферических поверхностей, называется *главной оптической осью* линзы. Главная оптическая ось пересекается с линзой в точке O , которую называют *оптическим центром* линзы. Луч света проходит через оптический центр линзы, не отклоняясь от первоначального направления.

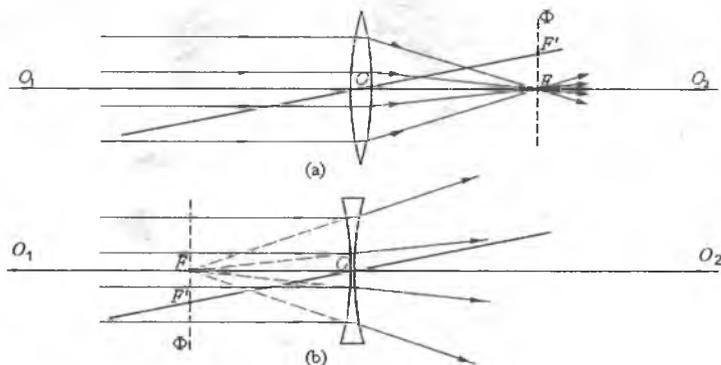


Рис.11.12

Преломление параллельного пучка лучей в собирающей (рис.29.12 а) и рассеивающей (рис.29.12 б) линзах. Точки O_1 и O_2 – центры сферических поверхностей, O_1O_2 – главная оптическая ось, O – оптический центр, F – главный фокус, F' – побочный фокус, OF' – побочная оптическая ось, Φ – фокальная плоскость.

Все прямые, проходящие через оптический центр, называются *побочными оптическими осями*.

Если на линзу направить пучок лучей, параллельных главной оптической оси, то после прохождения через линзу лучи (или их продолжения) соберутся в одной точке F , которая называется *главным фокусом* линзы. У тонкой линзы имеются два главных фокуса, симметрично расположенных относительно линзы на главной оптической оси. У собирающих линз фокусы действительные, у рассеивающих – мнимые.

Пучки лучей, параллельных одной из побочных оптических осей, также фокусируются после прохождения через линзу в точку F' , которая расположена при пересечении побочной оси с

фокальной плоскостью Φ , то есть плоскостью перпендикулярной главной оптической оси и проходящей через главный фокус. Расстояние между оптическим центром линзы O и главным фокусом F называется фокусным расстоянием. Оно обозначается той же буквой F .

Изображения в тонких линзах. Изображения предметов бывают прямыми и перевернутыми, действительными и мнимыми, увеличенными и уменьшенными.

Для геометрических построений используют свойства стандартных лучей, ход которых известен. Это лучи, проходящие через оптический центр или один из фокусов линзы, а также лучи, параллельные главной или одной из побочных оптических осей.

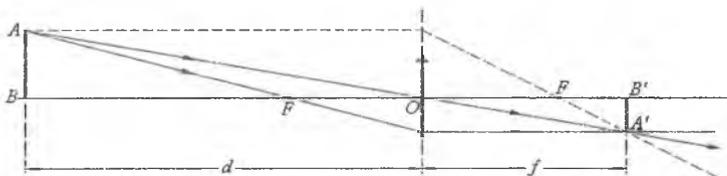


Рис.11.13

Построение изображения в собирающей линзе, когда предмет находится за двойным фокусом линзы (рис.11.13), изображение в этом случае получается действительное, уменьшенное, перевернутое (фотоаппарат).

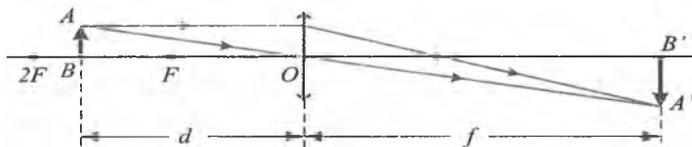


Рис.11.14

Построение изображения в собирающей линзе, когда предмет находится между фокусом и двойным фокусом линзы (рис.11.14), изображение в этом случае получается действительное, увеличенное, перевернутое (проекционный аппарат).

Если предмет AB расположен между фокусом F и собирающей линзой (рис.11.15), то изображение $A'B'$ получается мнимое, увеличенное, прямое (лупа).

Рис.11.15

Построение изображения в рассеивающей линзе. Рассеивающая линза дает мнимое, уменьшенное, прямое изображение (рис.11.16).

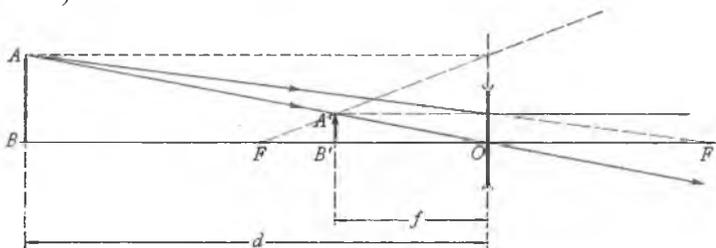


Рис.11.16

Формула тонкой линзы. Если расстояние от предмета до линзы обозначить через d , а расстояние от линзы до изображения через f , то формулу тонкой линзы можно записать в виде:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} = D.$$

Величину D , обратную фокусному расстоянию называют *оптической силой* линзы. Единица измерения оптической силы является 1 *диоптрия (дптр)*. Диоптрия – оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1 м:

$$1 \text{ дптр} = \text{м}^{-1}.$$

$F > 0$ для собирающей линзы, $F < 0$ для рассеивающей линзы;
 $d > 0$ и $f > 0$ – для действительных предметов и изображений;
 $d < 0$ и $f < 0$ – для мнимых источников и изображений.

Линейным увеличением линзы Γ называют отношение линейных размеров изображения h' и предмета h .

Величина h всегда считается положительной. Для прямых изображений

$h' > 0$ и $\Gamma > 0$, для перевернутых изображений $h' < 0$ и $\Gamma < 0$.

Из подобия треугольников на рисунках можно получить формулу

для линейного увеличения тонкой линзы: $\Gamma = \frac{h'}{h} = -\frac{f}{d}$.

Оптическая сила D линзы зависит как от радиусов кривизны R_1 и R_2 ее сферических поверхностей, так и от показателя преломления n материала, из которого изготовлена линза:

$$D = \frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Радиус кривизны выпуклой поверхности считается положительным, вогнутой – отрицательным.

Когда $R_1 = R_2 = R$, $D = \frac{1}{F} = \frac{2 \cdot (n-1)}{R}$. Следовательно, $D \sim n$ и $D \sim$

$$\frac{1}{R}.$$

Оптическая сила системы двух (нескольких) линз равна сумме оптических сил каждой линзы $D = D_1 + D_2$.

11.5. Оптические приборы

Коррекция зрения. Расстояние наилучшего зрения – это расстояние от предмета до глаза, при котором удобнее всего (без чрезмерного напряжения) рассматривать детали предмета (например, читать мелкий текст). Это расстояние у нормального глаза полагают равным 25 см.

При нарушении зрения изображения удаленных предметов в случае ненапряженного глаза могут оказаться либо перед сетчаткой (*близорукость*), либо за сетчаткой (*дальнозоркость*).

Расстояние наилучшего зрения у близорукого глаза меньше, а у дального больше, чем у нормального глаза.

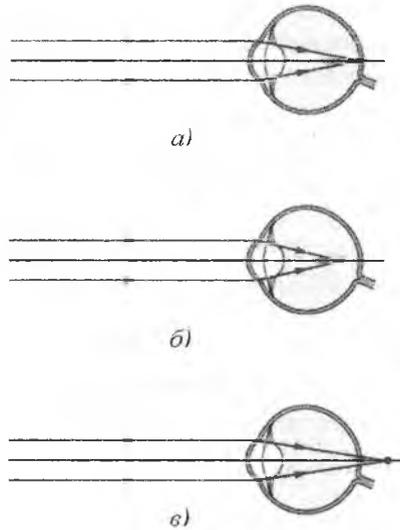


Рис.11.17

a) – нормальный глаз; б) – близорукий глаз; в) – дальнозоркий глаз

Для исправления дефекта зрения служат очки. Для дальнозоркого глаза необходимы очки с положительной оптической силой (собирающие линзы), для близорукого – с отрицательной оптической силой (рассеивающие линзы) (рис.11.18).

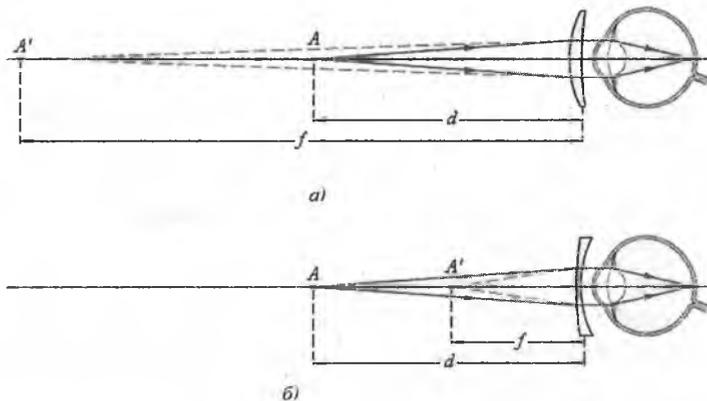


Рис.11.18

Луна. Простейшим прибором для визуальных наблюдений является лупа. Лупой называют собирающую линзу с малым фокусным расстоянием ($F \approx 10$ см). Лупу располагают близко к глазу, а рассматриваемый предмет – в ее фокальной плоскости.

Формула увеличения лупы $\Gamma = d_0/F$ соответствует случаю, когда глаз адаптирован на бесконечность, предмет находится в фокальной плоскости $d=F$.

Рассмотрим случай, когда наблюдатель видит изображение на расстоянии наилучшего зрения $f = d_0$, а предмет находится в произвольной точке между фокусом и линзой (рис.11.19). Из формулы линзы

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} \quad (\text{знак}$$

Рис.29.19

минус, т.к. изображение мнимое) найдем: $\frac{1}{d} = \frac{1}{F} + \frac{1}{f} = \frac{f+F}{f \cdot F}$.

Тогда увеличение лупы $\Gamma = \frac{f}{d} = \frac{f+F}{F} = \frac{f}{F} + 1$. Так как в данном

случае $f = d_0$, то $\Gamma = \frac{d_0}{F} + 1$.

Микроскоп. Микроскоп применяют для получения больших увеличений при наблюдении мелких предметов.

Увеличенное изображение предмета в микроскопе получается с помощью оптической системы, состоящей из двух короткофокусных линз – объектива O_1 и окуляра O_2 . (рис.11.20) Объектив даст действительное перевернутое увеличенное изображение предмета.

Это промежуточное изображение рассматривается глазом через окуляр, действие которого аналогично действию лупы.

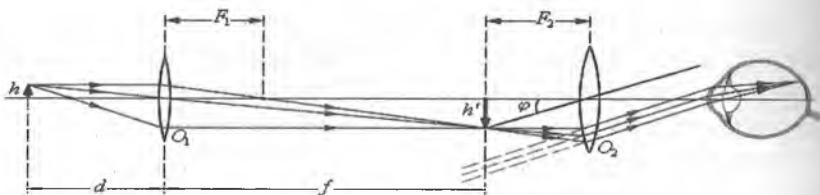


Рис.11.20

Окуляр располагают так, чтобы промежуточное изображение находилось в его фокальной плоскости; в этом случае лучи от каждой точки предмета распространяются после окуляра параллельным пучком.

Фотоаппарат представляет собой замкнутую светонепроницаемую камеру. Изображение фотографируемых предметов создается на фотопленке системой линз, которая называется **объективом**. Затвор открывает объектив на время экспозиции.

Особенностью работы фотоаппарата является то, что на плоской фотопленке должны получаться достаточно резкими изображения предметов, находящихся на разных расстояниях.

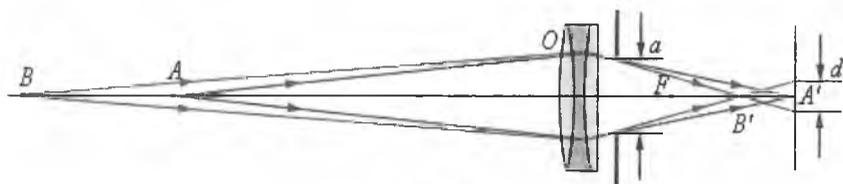


Рис.11.21

В плоскости фотопленки получают резкими только изображения предметов, находящихся на определенном расстоянии. Наводка на резкость достигается перемещением объектива. Изображения точек, не лежащих в плоскости резкой наводки, получаются нерезкими в виде кружков рассеяния. Размер d этих кружков может быть уменьшен путем диафрагмирования объектива. Это приводит к увеличению глубины резкости.

Проекционный аппарат предназначен для получения крупномасштабных изображений. Объектив O проектора фокусирует изображение плоского предмета (диапозитив D) на

удлиненном экране Э. Система линз K , называемая *конденсором*, предназначена для того, чтобы сконцентрировать свет источника S на диапозитиве, осветив его равномерно. На экране Э создается действительное увеличенное перевернутое изображение.

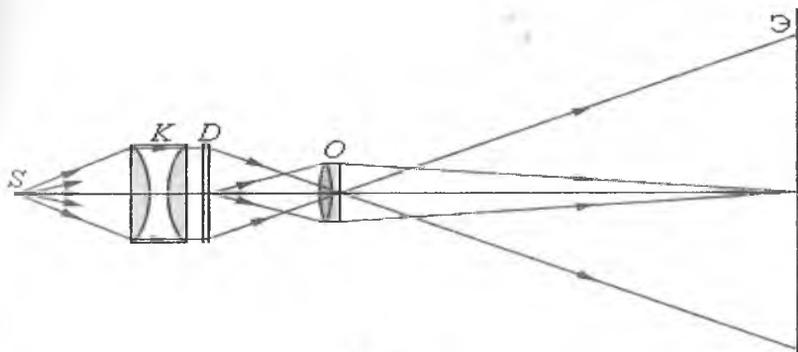


Рис.11.22

Контрольные вопросы

1. В чем состоит закон прямолинейного распространения света? Какие явления подтверждают справедливость данного закона?
2. Что называют падающим лучом? Углом падения? Отраженным лучом? Углом отражения? Ответы поясните рисунками.
3. Сформулируйте закон отражения света.
4. Какое отражение называют зеркальным? Сделав чертеж, объясните, как строится изображение предмета в плоском зеркале.
5. Что называют мнимым изображением?
6. На каком расстоянии от плоского зеркала находится мнимое изображение предмета, и каков его размер?
7. Что называют преломлением света?
8. Сделав чертеж, покажите ход лучей при преломлении света на границе раздела двух прозрачных сред.
9. Сформулируйте и запишите закон преломления света.

10. Каков физический смысл относительного показателя преломления? абсолютного показателя преломления?

11. Сделайте чертеж и дайте объяснение, в каком случае угол преломления больше угла падения?

12. Сделав чертеж, объясните сущность явления полного внутреннего отражения света.

13. Что называют предельным углом полного внутреннего отражения света? Какая формула отражает смысл этого понятия?

14. Каково практическое применение полного внутреннего отражения света? Что такое световод?

15. Начертите и объясните ход лучей в треугольной призме.

16. Что называют линзой?

17. По какому признаку можно узнать: собирающая эта линза или рассеивающая?

18. Какую линзу называют тонкой? Что такое оптический центр линзы?

19. Что называют фокусом линзы? В каком случае фокус линзы действительный, а в каком – мнимый?

20. Начертите и объясните все случаи построения изображений в собирающей линзе.

21. Начертите и объясните все случаи построения изображений для рассеивающей линзы.

22. Напишите формулу тонкой собирающей линзы. Какой вид имеет эта формула для рассеивающей линзы?

23. Что называют линейным увеличением линзы?

24. Что называют оптической силой линзы? В каком случае оптическая сила линзы положительна, а в каком отрицательна?

25. Что называют расстоянием наилучшего зрения? Чему равно это расстояние для нормального глаза?

26. Какой дефект зрения называют дальнозоркостью? Близорукостью? Каким путем исправляют эти дефекты? Ответы объясните схематически.

27. Что называют лупой? Для чего она предназначена? Начертите ход лучей в лупе. По какой формуле определяется линейное увеличение лупы?

28. Что называют микроскопом? Для чего он предназначен? Начертите ход лучей в микроскопе.

29. Что такое фотоаппарат? Из каких основных частей он состоит и каково их назначение? Начертите ход лучей в фотоаппарате.

30. Что такое проекционный аппарат? Какие виды проекционных аппаратов вы знаете? Для чего предназначен проекционный аппарат? Начертите ход лучей в проекционном аппарате.

Глава 12. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

12.1. Развитие представлений о природе света

Первые представления о природе света были упомянуты нами в главе 11.

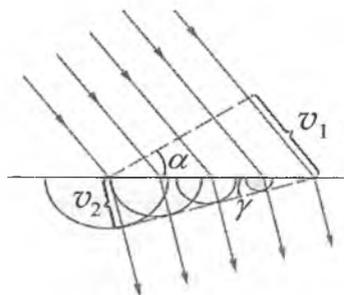


Рис. 12.1

Построения Гюйгенса для определения направления распространения волны, преломленной на границе двух прозрачных сред приведены на рис. 12.1.

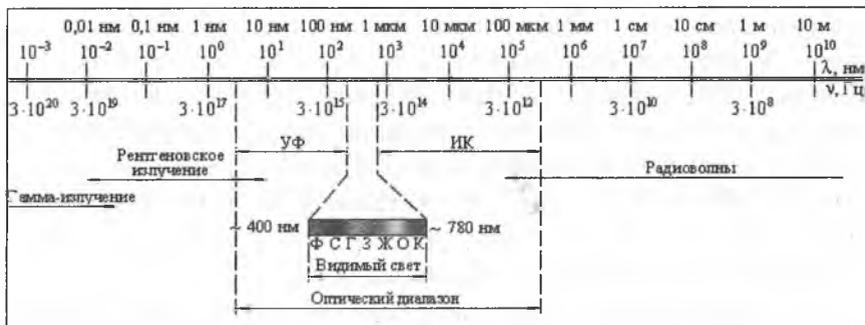
Для случая преломления света на границе вакуум—среда волновая теория приводит к следующему выводу:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{c}{v} = n.$$

Обе теории объясняли прямолинейное распространение света, законы отражения и преломления. Весь XVIII век стал веком борьбы этих теорий. В начале XIX столетия корпускулярная теория была отвергнута и восторжествовала волновая теория. Заслуга в этом принадлежит английскому физику Т. Юнгу и французскому физику О. Френелю, исследовавшим явления интерференции и дифракции. Объяснение этих явлений могло быть дано только на основе волновой теории. Однако к середине XIX века вопрос о природе световых волн оставался нерешенным.

В 60-е годы XIX века Максвеллом были установлены общие законы электромагнитного поля, которые привели к заключению, что свет — это электромагнитные волны. Важным подтверждением этого послужило совпадение скорости света в вакууме с электродинамической постоянной

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}.$$



В оптике, как разделе физике, под светом понимают не только *видимый свет*, но и примыкающие к нему широкие диапазоны спектра электромагнитного излучения – *инфракрасный* (ИК) и *ультрафиолетовый* (УФ).

По своим физическим свойствам свет принципиально неотличим от электромагнитного излучения других диапазонов – различные участки спектра отличаются друг от друга только *длиной волны λ* и *частотой ν* . Видимый свет занимает диапазон приблизительно от 400 нм до 780 нм или от 0,40 мкм до 0,78 мкм.

Электромагнитная теория света позволила объяснить многие оптические явления, такие как интерференция, дифракция, поляризация и т.д. Однако эта теория не завершила понимание природы света. Уже в начале XX века выяснилось, что эта теория недостаточна для истолкования явлений **атомного масштаба**, возникающих при взаимодействии света с веществом. Для объяснения таких явлений, как излучение черного тела, фотоэффект, эффект Комптона и др. потребовалось введение *квантовых представлений*. Наука вновь вернулась к идее корпускул – световых квантов. Тот факт, что свет в одних опытах обнаруживает волновые свойства, а в других – корпускулярные означает, что свет имеет сложную двойственную природу, которую принято характеризовать термином *корпускулярно-волновой дуализм*.

12.2. Определение скорости света

Важнейшую роль в выяснении природы света сыграло опытное определение его скорости. Начиная с конца XVII века,

предпринимались неоднократные попытки измерения скорости света различными методами (астрономический метод О. Ремера, метод А. Физо, метод А. Майкельсона). Современная лазерная техника позволяет измерять скорость света с очень высокой точностью на основе независимых измерений длины волны λ и частоты света ν ($c = \lambda \cdot \nu$). Таким путем было найдено значение $c = 299792458 \pm 1,2 \text{ м/с}$, превосходящее по точности все ранее полученные значения более чем на два порядка.

1. Метод Ремера. Впервые скорость света измерил датский астроном Ремер в 1676 году, наблюдая затмения спутника Юпитера Ио. Спутник Ио находился в тени Юпитера 42 часа 28 минут (Земля в положении 1) рис.12.2.

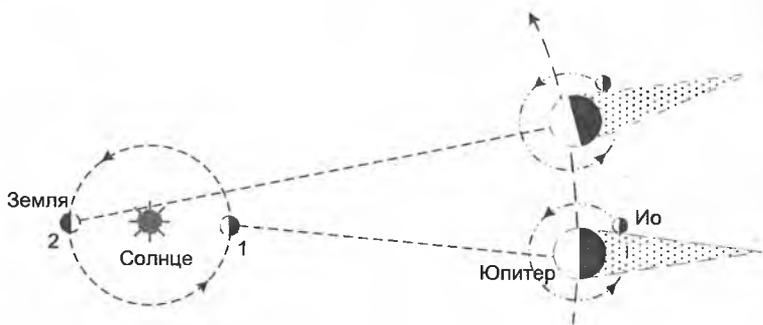


Рис. 12.2

Через 6 месяцев спутник Ио находился в тени Юпитера на 22 минуты; дольше. Опоздание вызвано тем, что свет тратит 22 минуты на прохождение расстояния, равного диаметру земной орбиты.

Ремер получил скорость света $c = 215000 \text{ км/сек}$.

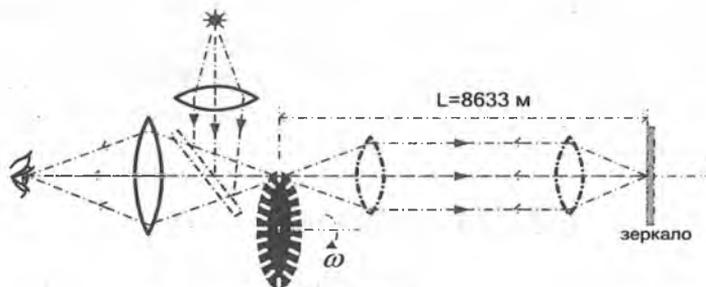


Рис. 12.3

2. **Метод Физо (1849).** Колесо, имеющее $N=720$ зубцов, вращалось с частотой ω . При постепенном изменении скорости вращения ω , наблюдается серия последовательных исчезновений и возникновений света (рис. 12.3).

Если путь света перекрывает зубец колеса, то свет исчезает. Для первого исчезновения света скорость света рассчитывается по формуле:

$$c = \frac{2NL\omega}{\pi}$$

Наблюдатель будет видеть источник света, если за время движения света к удаленному зеркалу и обратно колесо повернется на кратное число зубцов, то есть прорезью.

Для первого появления света скорость света рассчитывается по формуле: $c = \frac{NL\omega}{\pi}$.

Для n -ого появления света скорость света рассчитывается по формуле: $c = \frac{NL\omega}{n\pi}$.

Физо получил скорость света $c=313000$ км/сек.

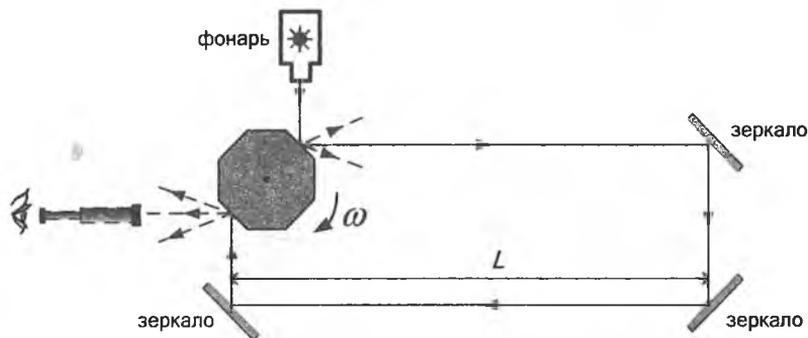


Рис. 12.4

3. **Метод Майкельсона (1929).** Наблюдатель будет видеть источник света, если за время движения света к удаленному зеркалу и обратно, восьмигранная призма повернется следующей гранью, или на кратное число n граней призмы (рис. 12.4).

Скорость света можно вычислить по формуле: $c = \frac{8L\omega}{\pi n}$.

Майкельсон получил скорость света $c = (299796 \pm 4) \text{ км/с}$.

По современным данным скорость света в вакууме равна:
 $c = 299792458 \pm 1,2 \text{ м/с}$.

12.3. Основы теории Максвелла для электромагнитного поля

Существование электромагнитных волн было теоретически предсказано английским физиком Дж. Максвеллом в 1864 году. Максвелл проанализировал все известные к тому времени законы электродинамики и сделал попытку применить их к изменяющимся во времени электрическому и магнитному полям.

Максвелл ввел в физику понятие вихревого электрического поля и предложил новую трактовку закона электромагнитной индукции, открытой Фарадеем в 1831 г.

Любое изменение магнитного поля порождает в окружающем пространстве вихревое электрическое поле, силовые линии которого замкнуты.

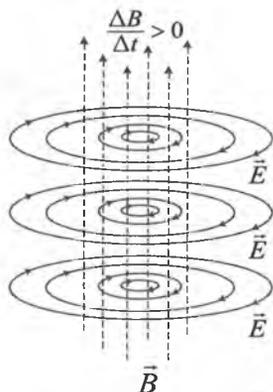


Рис.12.5

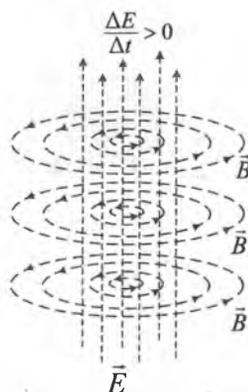


Рис.12.6

Максвелл высказал гипотезу о существовании и обратного процесса:

Изменяющееся во времени электрическое поле порождает в окружающем пространстве магнитное поле.

Рис.12.5 - 12.6 иллюстрируют взаимное превращение и направления электрического и магнитного полей.

Основные выводы теории Максвелла

1. Существуют электромагнитные волны, то есть распространяющиеся в пространстве и во времени электромагнитное поле. Электромагнитные волны **поперечны** – векторы \vec{E} и \vec{B} перпендикулярны друг другу и лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны ($\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{E} \perp \vec{v}$, $\vec{B} \perp \vec{v}$) (рис.12.7).

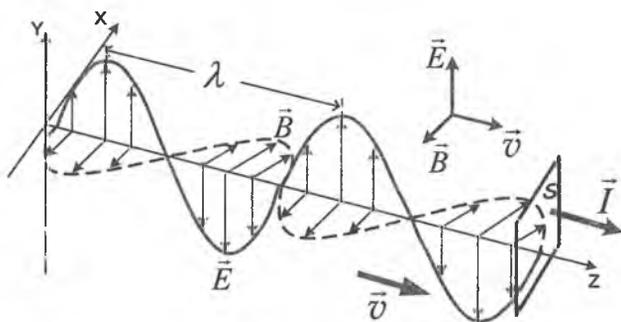


Рис.12.7

Направления векторов \vec{E} , \vec{B} и \vec{v} связаны правилом буравчика. При вращении вектора \vec{E} к вектору \vec{B} , поступательное движение буравчика совпадает с направлением скорости электромагнитной волны \vec{v} .

2. Электромагнитные волны распространяются в веществе с **конечной скоростью:**

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}}$$

Здесь ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости вещества, ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные:
 $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м,

$$\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$$
 Гн/м.

Скорость электромагнитных волн в вакууме ($\epsilon = \mu = 1$):

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м/с} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

Скорость c распространения электромагнитных волн в вакууме является одной из фундаментальных физических постоянных.

Таким образом

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c}{n},$$

где $n = \sqrt{\mu\epsilon}$ - абсолютный показатель преломления среды.

Абсолютным показателем преломления среды называется величина n , показывающая во сколько раз скорость распространения электромагнитных волн в среде меньше, чем в вакууме:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Для многих прозрачных сред магнитная проницаемость вещества

$$\mu = 1.$$

Для электромагнитных волн в вакууме справедливо:

$$c = \frac{\lambda}{T} = \lambda \nu,$$

используя формулу Томсона, получим выражение для длины волны:

$$\lambda = cT = 2\pi c\sqrt{LC}.$$

3. В электромагнитной волне происходят взаимные превращения электрического и магнитного полей. Эти процессы идут одновременно, и электрическое и магнитное поля выступают как равноправные «партнеры». Поэтому объемные плотности электрической и магнитной энергии равны друг другу:

$$w_э = w_м \text{ или } \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}.$$

Отсюда следует, что в электромагнитной волне модули индукции магнитного поля \vec{B} и напряженности электрического

поля \vec{E} в каждой точке пространства связаны соотношением:

$$B = \frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{c} E \text{ или } E = vB.$$

4. Электромагнитные волны переносят энергию. При распространении волн возникает поток электромагнитной энергии. Если выделить площадку S (рис.12.3), ориентированную перпендикулярно направлению распространения волны, то за малое время Δt через площадку протечет энергия $\Delta W_{эм}$, равная

$$\Delta W_{эм} = (w_э + w_м) v S \Delta t.$$

Плотностью потока или **интенсивностью** I называют электромагнитную энергию, переносимую волной за единицу времени через поверхность единичной площади:

$$I = \frac{1}{S} \frac{\Delta W_{эм}}{\Delta t} = (w_{эм} + w_м) v.$$

Подставляя сюда выражения для $w_э$, $w_м$ и v , можно получить:

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu\mu_0}} \cdot E^2 = \frac{EB}{\mu\mu_0}.$$

Вектор плотности потока электромагнитной энергии \vec{I} , совпадающий с направлением распространения электромагнитной волны, модуль которого равен $EB/\mu\mu_0$, называют вектором Умова-Пойнтинга.

В синусоидальной (гармонической) волне в вакууме среднее значение $I_{ср}$ плотности потока электромагнитной энергии равно:

$$I_{ср} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0^2 \quad (*),$$

где E_0 – амплитуда колебаний напряженности электрического поля.

Плотность потока энергии в СИ измеряется в **ваттах на квадратный метр** ($Вт/м^2$).

Из формулы (*) следует, что плотность тока электромагнитной энергии пропорциональна E^2 . В свою очередь напряженность E пропорциональна ускорению a , а значит пропорциональна квадрату частоты ω^2 . Отсюда следует, что *плотность потока электромагнитной энергии пропорциональна четвертой степени*

частоты ω^4 (если увеличить частоту в 2 раза, то излучаемая энергия возрастает в 16 раз).

5. *Электромагнитные волны могут возбуждаться только ускоренно движущимися зарядами.* Цепи постоянного тока, в которых носители заряда движутся с неизменной скоростью, не являются источником электромагнитных волн.

6. Из теории Максвелла следовало, что электромагнитные волны должны оказывать давление на поглощающее или отражающее тело. Давление электромагнитного излучения объясняется тем, что под действием электрического поля волны в веществе возникают слабые токи, то есть упорядоченное движение заряженных частиц. На эти токи действует сила Ампера со стороны магнитного поля волны, направленная в толщу вещества. Эта сила и создает результирующее давление. Обычно давление электромагнитного излучения ничтожно мало. Так, например, давление солнечного излучения, приходящего на Землю, на абсолютно поглощающую поверхность составляет примерно 5 мкПа. Первые эксперименты по определению давления излучения на отражающие и поглощающие тела, подтвердившие вывод теории Максвелла, были выполнены П. Н. Лебедевым (1900 г.). Опыты Лебедева имели огромное значение для утверждения электромагнитной теории Максвелла.

Существование давления электромагнитных волн позволяет сделать вывод о том, что электромагнитному полю присущ *механический импульс*. Импульс электромагнитного поля в

единичном объеме выражается соотношением $P_{эм} = \frac{W_{эм}}{c}$, где $W_{эм}$ — объемная плотность электромагнитной энергии, c — скорость распространения волн в вакууме. Наличие электромагнитного импульса позволяет ввести понятие электромагнитной массы. Для поля в единичном объеме

$$m_{эм} = \frac{P_{эм}}{c} = \frac{W_{эм}}{c^2}; \text{ отсюда следует, что } W_{эм} = m_{эм}c^2.$$

Это соотношение между массой и энергией электромагнитного поля является универсальным законом природы. Согласно специальной теории относительности, оно справедливо для любых тел независимо от их природы и внутреннего строения.

Таким образом, электромагнитное поле обладает всеми признаками материальных тел – энергией, конечной скоростью распространения, импульсом, массой. Это говорит о том, что электромагнитное поле является одной из форм существования материи.

Контрольные вопросы

1. Что характеризуется термином корпускулярно-волновой дуализм?
2. Объясните определение скорости света по методам Ремера, Физо и Майкельсона. Выведите математические выражения для определения скорости света в этих опытах.
3. Дайте характеристику оптического диапазона в шкале электромагнитных волн.
4. Как меняется скорость света, при переходе из вакуума в вещество?
5. Что собой представляют электромагнитные волны?
6. Как связаны электрические и магнитные поля в электромагнитной волне?
7. К какому типу волн (продольным или поперечным) относятся электромагнитные волны?
8. Назовите основные свойства электромагнитных волн.
9. Как энергия электромагнитных волн зависит от частоты излучения?

Глава 13. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН

13.1. Интерференция света

Интерференцией света называется явление пространственного перераспределения световой энергии при наложении двух (или нескольких) световых волн.

В результате интерференции наблюдается усиление или ослабление интенсивности света. Интенсивность света в области перекрытия пучков имеет характер чередующихся светлых и темных полос, причем в максимумах интенсивность больше, а в минимумах меньше суммы интенсивностей пучков. При использовании белого света *интерференционные полосы* оказываются окрашенными в различные цвета спектра. С интерференционными явлениями мы сталкиваемся довольно часто: цвета масляных пятен на асфальте, радужный перелив мыльных пузырей, окраска замерзающих оконных стекол, цветные рисунки на крыльях некоторых насекомых.

Опыт Юнга. Исторически первым интерференционным опытом явился *опыт Юнга* (1802 г.). В опыте Юнга свет от источника, в качестве которого служила узкая щель S , падал на экран с двумя близко расположенными щелями S_1 и S_2 .

Проходя через каждую из щелей, световой пучок расширялся вследствие дифракции, поэтому на белом экране Э световые пучки, прошедшие через щели S_1 и S_2 , перекрывались. В области перекрытия световых пучков наблюдалась интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных полос.

Юнг понял, что нельзя наблюдать интерференцию при сложении волн от двух независимых источников. Поэтому в его опыте (рис.13.1) щели S_1 и S_2 освещались светом одного источника S . При симметричном расположении щелей вторичные волны, испускаемые источниками S_1 и S_2 , находятся в фазе, но эти волны проходят до точки наблюдения P разные расстояния r_1 и r_2 . Следовательно, фазы колебаний, создаваемых волнами от источников S_1 и S_2 в точке P , вообще говоря, различны. Таким

образом, задача об интерференции волн сводится к задаче о сложении колебаний одной и той же частоты, но с разными фазами. Утверждение о том, что волны от источников S_1 и S_2 распространяются независимо друг от друга, а в точке наблюдения они просто складываются, является опытным фактом и носит название *принципа суперпозиции*.

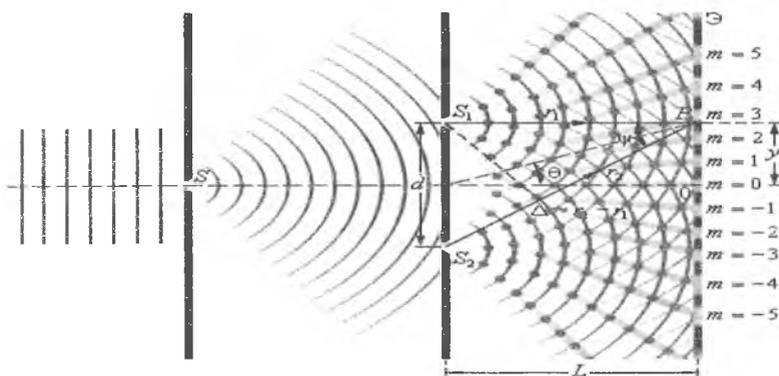


Рис.13.1

Монохроматическая волна, распространяющаяся в направлении радиус - вектора \vec{r} , записывается в виде: $E = a \cos (\omega t - kr)$, где a – амплитуда волны; $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число; λ – длина волны. E - модуль вектора напряженности электрического поля волны. При сложении двух волн в точке P результирующее колебание также происходит на частоте ω и имеет некоторую амплитуду A и фазу φ :

$$E = a_1 \cdot \cos (\omega t - kr_1) + a_2 \cdot \cos (\omega t - kr_2) = A \cdot \cos (\omega t - \varphi).$$

Не существует приборов, которые способны были бы следить за быстрыми изменениями поля световой волны в оптическом диапазоне; наблюдаемой величиной является поток энергии, который прямо пропорционален квадрату амплитуды электрического поля волны. Величину, равную квадрату амплитуды электрического поля волны, принято называть *интенсивностью*: $I = A^2$.

Интенсивность результирующего колебания в точке

$$I = A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2 a_1 a_2 \cos k\Delta = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos k\Delta,$$

где $\Delta = r_2 - r_1$ — разность хода.

Интерференционный максимум (светлая полоса) достигается в тех точках пространства, в которых

$$\Delta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (1)$$

При этом $I_{\max} = (a_1 + a_2)^2 > I_1 + I_2$.

Интерференционный минимум (темная полоса) достигается при $\Delta = m\lambda + \lambda / 2$. (2)

Минимальное значение интенсивности

$$I_{\min} = (a_1 - a_2)^2 < I_1 + I_2.$$

На рис.13.2 показано распределение интенсивности света в интерференционной картине в зависимости от разности хода Δ .

Рис.13.2

Целое число m — порядок интерференционного максимума.

В частности, если $I_1 = I_2 = I_0$, т.е. интенсивности обеих интерферирующих волн одинаковы, в этом случае $I_{\max} = 4I_0$, $I_{\min} = 0$.

13.2. Когерентность световых волн

Интерференцию света в действительности наблюдать не просто. Если в комнате горят две одинаковые лампочки, то в любой точке складываются интенсивности света и никакой интерференции не наблюдается.

Реальные световые волны не являются монохроматическими. Излучение света имеет статистический характер, так как атомы светового источника излучают независимо друг от друга в случайные моменты времени, и излучение каждого атома длится короткое время ($\tau \leq 10^{-8}$ с). Результирующее излучение источника

в каждый момент времени состоит из вкладов огромного числа атомов. Через время порядка τ вся совокупность излучающих атомов обновляется. Поэтому суммарное излучение будет иметь другую амплитуду и другую фазу. Фаза волны, излучаемой реальным источником света, остается приблизительно постоянной только на интервалах времени порядка τ . Отдельные «обрывки» излучения длительности τ называются *цугами*. Цуги имеют пространственную длину, равную $c\tau$, где c – скорость света. Колебания в разных цугах не согласованы между собой. Таким образом, реальная световая волна представляет собой последовательность волновых цугов с *беспорядочно меняющейся фазой*. Колебания в разных цугах *не когерентны*. Интервал времени τ , в течение которого фаза колебаний остается приблизительно постоянной, называют *временем когерентности*.

Интерференция может возникнуть только при сложении когерентных колебаний, т.е. колебаний, относящихся к одному и тому же цугу.

При сложении некогерентных колебаний разность фаз оказывается случайной функцией времени. Регистрирующее устройство (глаз, фотопластинка, фотоэлемент) зафиксирует в точке наблюдения усредненное значение интенсивности, равное сумме интенсивностей $I_1 + I_2$ обоих колебаний. В этом случае выполняется закон сложения интенсивностей.

Таким образом, *интерференция может возникнуть только при сложении когерентных колебаний. Волны от двух независимых источников не когерентны и не могут дать интерференции*. Т. Юнг интуитивно угадал, что для получения интерференции света нужно волну от источника разделить на две когерентные волны и затем наблюдать на экране результат их сложения. Так делается во всех интерференционных схемах. Однако, даже в этом случае интерференционная картина исчезает, если разность хода Δ превысит длину когерентности $c\tau$.

13.3. Условия интерференционного максимума и минимума

Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными источниками света (рис. 13.3).

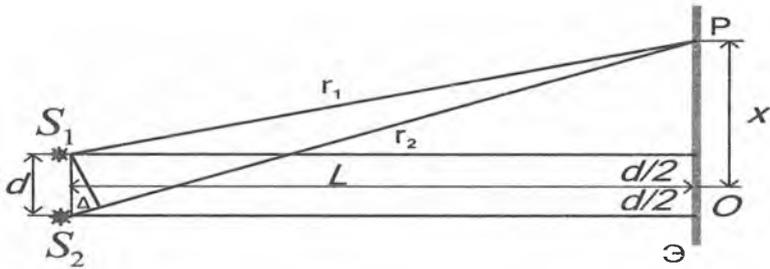


Рис. 13.3

Интерференция наблюдается в произвольной точке P экрана \mathcal{E} , параллельного обоим щелям и расположенного от них на расстоянии L , причем $L \gg d$. $\Delta = r_2 - r_1$ - разность хода.

Из рис. 13.3 следует, что:

$$r_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2; \quad r_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, \quad \Rightarrow \quad r_2^2 - r_1^2 = 2xd,$$

или $\Delta = r_2 - r_1 = \frac{2xd}{r_1 + r_2}$. Из условия $L \gg d$ следует, что $r_1 + r_2 \approx 2L$,

поэтому $\Delta = \frac{xd}{L}$.

Подставив найденное значение Δ в условия максимумов и минимумов интерференции (в (1) и (2)) получим, что максимумы интенсивности будут

наблюдаться при $x_{\max} = m \frac{L}{d} \lambda_0$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), а минимумы -

при $x_{\min} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{L}{d} \lambda_0$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$).

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое *шириной интерференционной полосы*,

равно: $\Delta x = \frac{L}{d} \lambda_0$.

Описанная картина справедлива лишь при освещении монохроматическим светом ($\lambda_0 = \text{const}$). Если использовать белый свет, представляющий собой непрерывный набор длин волн от 0,39 мкм (фиолетовая граница спектра) до 0,75 мкм (красная граница спектра), то интерференционные максимумы для каждой длины волны будут смещены друг относительно друга и иметь

вид радужных полос. Только для $m = 0$ максимумы всех длин волн совпадают, и в середине экрана будет наблюдаться белая полоса, по обе стороны которой симметрично расположатся спектрально окрашенные полосы максимумов первого, второго порядков и т.д. (ближе к белой полосе будут находиться зоны фиолетового цвета, дальше — зоны красного цвета).

13.4. Способы получения интерференции и ее применение

Цвета тонких пленок. На тонкую плоскопараллельную пластинку толщиной d падает пучок параллельных монохроматических лучей, перпендикулярных к поверхности пластинки. Световые лучи частично отражаются от поверхности AB и частично проникают внутрь пластинки. У поверхности CD этот процесс повторяется. Лучи, отражённые от поверхности AB и от поверхности CD , интерferируют, так как являются когерентными.

Условия интерференции для лучей на всей поверхности пластинки одинаковы. Поэтому, если интерферирующие лучи накладываются с противоположными фазами, то вся пластинка будет казаться темной, если же лучи встречаются с одинаковыми фазами, то вся пластинка будет окрашена цветом, соответствующим длине волны монохроматических лучей λ .

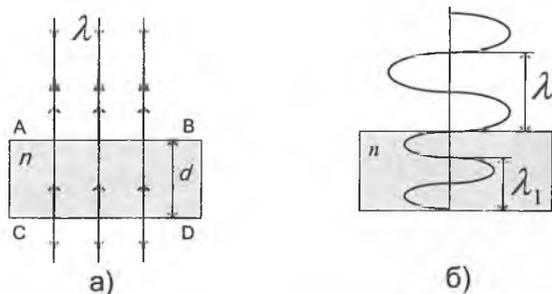


Рис. 13.4

Рассмотрим случай, когда интерференция наблюдается в отраженном свете, т.е. наблюдатель смотрит на пластинку сверху. Геометрическая разность хода интерферирующих лучей будет равна $2d$, так как луч, отраженный от нижней поверхности пластинки, проходит лишний путь, равный двойной толщине

пластинки, поскольку движется сначала вниз, а потом вверх. Световые лучи имеют длину волны λ в воздухе, а в пластинке, вследствие изменения скорости распространения света пропорционально ей уменьшается и длина волны λ_1 , т.е.

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda \nu}{\lambda_1 \nu} = \frac{\lambda}{\lambda_1}, \Rightarrow \lambda_1 = \frac{\lambda}{n}.$$

Следовательно, разность хода интерферирующих лучей будет составлять не $2d$, а $2dn$. При отражении лучей от среды оптически более плотной происходит потеря полуволны, а при отражении от границы среды оптически менее плотной потери полуволны не происходит. В рассматриваемом случае потеря полуволны происходит при отражении от верхней поверхности.

Итак, оптическая разность хода Δ равна: $\Delta = 2dn - \frac{\lambda}{2}$.

Максимальное усиление получается, когда в оптической разности хода, укладывается четное число полуволн:

$$\Delta = 2dn - \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} \text{ или } 2dn = (2k - 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots). (*)$$

Условие **максимального ослабления** света получается, когда в оптической разности хода, укладывается нечетное число полуволн:

$$\Delta = 2dn - \frac{\lambda}{2} = (2k - 1) \frac{\lambda}{2} \text{ или } 2dn = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots). (**)$$

Если смотреть на пластинку в проходящем свете, т.е. снизу, то эти условия меняются местами: соотношение (**) будет выражать условие максимального усиления, а соотношение (*) – максимального ослабления света.

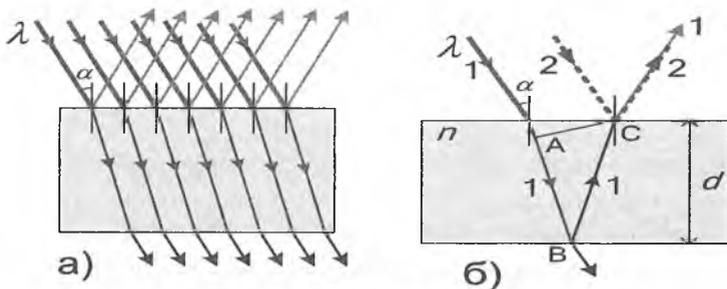


Рис.13.5

При падении монохроматических лучей на поверхность пластинки под углом α разность хода между интерферирующими лучами изменится.

Для лучей 1 и 2 (рис.13.5 б) она будет равна $(AB + BC)n - (\lambda/2)$.

AC есть положение фронта волны в момент отражения луча 2 от точки C ($AC \perp AB$). При увеличении угла падения α оптическая разность хода уменьшается. Это означает, что при повороте пластинки относительно лучей она поочередно будет казаться то темной, то светлой.

Если пластинку освещать белым светом, то при интерференции лучей с одной длиной волна будет получаться усиление, а для других длин волн получится ослабление. Поэтому пластинка будет казаться наблюдателю окрашенной в тот цвет, который близок к цвету лучей, максимально усиливающих друг друга. При повороте пластинки относительно лучей ее окраска будет изменяться.

Кольца Ньютона

Первый эксперимент по наблюдению интерференции света в лабораторных условиях принадлежит И. Ньютону.

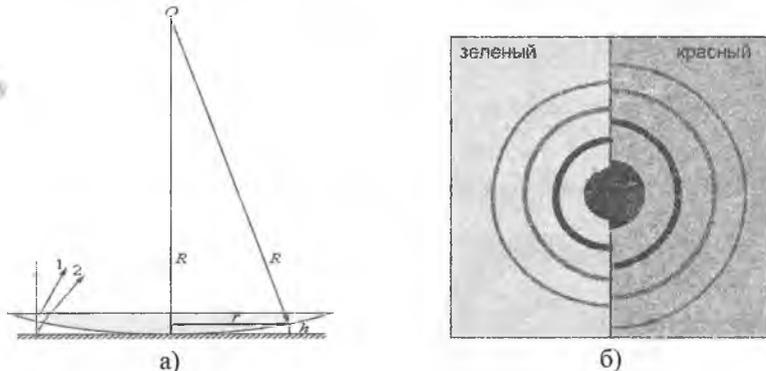


Рис. 13.6

На плоскую поверхность линзы параллельно ее главной оптической оси падает пучок монохроматического света с длиной волны λ . При этом в *отраженном свете* на линзе видны чередую-

щиеся темные и светлые кольца, а в центре линзы - темное пятно (рис. 13.6).

Выведем формулу радиуса колец Ньютона (рис.13.7).

Из теоремы о произведении отрезков хорд, пересекающихся в одной точке, имеем: $AC \cdot CD = BC \cdot CE$, или $(2R-h)h=r^2$.

Интерferируют волны, отраженные от выпуклой поверхности линзы и от пластинки, оптическая разность хода этих волн равна $2hn$, где n - показатель преломления вещества в зазоре между линзой и пластинкой. Формула $2hn = m \lambda / 2$ в зависимости от числового значения m выражает условие максимального усиления или ослабления света при интерференции.

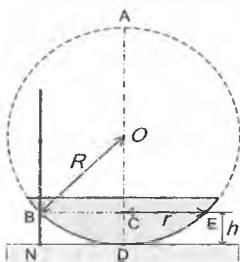


Рис. 13.7

Если наблюдение интерференции производится в отраженном свете, то при отражении от пластинки в точке N происходит изменение разности хода на $\lambda / 2$; поэтому при m четном формула $2hn = m \lambda / 2$ выражает условие максимального ослабления лучей, т.е. соответствует темным кольцам Ньютона. Та же формула при m нечетном выражает условие максимального усиления лучей, т.е. соответствует светлым кольцам Ньютона.

Так как h мало по сравнению с $2R$, то формулу $(2R-h)h=r^2$ можно упростить, опустив h в скобках: $2Rh=r^2$.

Поскольку $2hn = m \lambda / 2 \Rightarrow h = \frac{m\lambda}{4n}$, то для r имеем:

$$r = \sqrt{\frac{mR\lambda}{2n}}, \text{ где } m - \text{ порядковый номер кольца.}$$

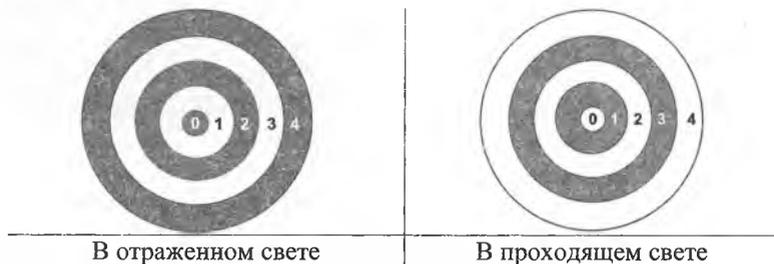


Рис. 13.8

Если для центрального темного пятна считать m равным нулю. $m=0,2,4,6\dots$ - номера темных колец, $m=1,3,5\dots$ - номера светлых колец в отраженном свете (рис. 13.8).

В проходящем свете в центре будет светлое пятно и номера светлых и темных колец меняются местами.

Например, для второго светлого кольца в отраженном свете $m=3$, для третьего темного в проходящем свете $m=5$.

Просветление оптики

Объективы оптических приборов содержат большое количество линз. Даже незначительно отражение света каждой из поверхностей линз приводит к тому, что интенсивность прошедшего пучка света значительно уменьшается



В целях уменьшения потерь световой энергии при отражении для отраженных когерентных лучей $1'$ и $2'$ создается условие min. Разность хода $2d$.

$$2d = \frac{\lambda_n}{2}$$

$$\lambda_n = \frac{\lambda_0}{n}$$

$$2d = \frac{\lambda_0}{2n}$$

$$d = \frac{\lambda_{\text{зелен}}}{4n}$$

Рис. 13.9

Явление интерференции используют в интерферометрах (интерферометр Майкельсона) для измерения длины тел, длины световой волны, изменения длины тела при изменении температуры, сравнимых с λ_0 . Возникающая в нем интерференционная картина чрезвычайно чувствительна к любому изменению разности хода лучей (например, к смещению одного из зеркал интерферометра).

Контрольные вопросы

1. Что называют интерференцией света? При каких условиях ее наблюдают?

2. Какие волны называют когерентными? Как можно получить когерентные световые волны?
3. Какой свет называют монохроматическим?
4. Объясните возникновение интерференционной картины на экране в опыте Юнга.
5. Сформулируйте и запишите условия образования максимумов и минимумов при наложении когерентных световых волн.
6. Объясните интерференцию света в тонких пленках.
7. Как возникают кольца Ньютона? Как зависит радиус колец от длины волны света?
8. Применение интерференции?
9. В чем суть «просветления оптики»?

Глава 14. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

14.1. Дифракция света

Дифракция волн заключается в огибании волнами препятствий или в отклонении волн в область геометрической тени при прохождении через отверстия при условии, что линейные размеры этих препятствий порядка или меньше длины волны ($d \leq \lambda$).

Дифракцией света называется явление отклонения света от прямолинейного направления распространения при прохождении вблизи препятствий.

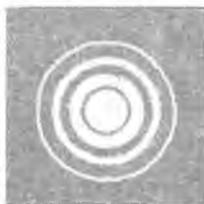


Рис. 14.1

Если на пути параллельного светового пучка расположено круглое препятствие (круглый диск, шарик или круглое отверстие в непрозрачном экране), то на экране, расположенном на достаточно большом расстоянии от препятствия, появляется *дифракционная картина*—система чередующихся светлых и темных колец.

Если препятствие имеет линейный характер (щель, нить, край экрана), то на экране возникает система параллельных дифракционных полос.

Французский ученый О. Френель развил теорию дифракционных явлений (1818 г.). Гипотезу Гюйгенса об огибающей вторичных волн Френель заменил положением, согласно которому вторичные волны, приходя в точку наблюдения, интерферируют друг с другом.

Рис.14.2 иллюстрирует принцип Гюйгенса—Френеля. Наблюдение дифракции световых волн возможно тогда, когда размеры препятствий будут порядка 10^{-6} — 10^{-7} м.

Рис.14.3 показывает, как меняется фронт волны, прошедшей через щель, при сужении этой щели.

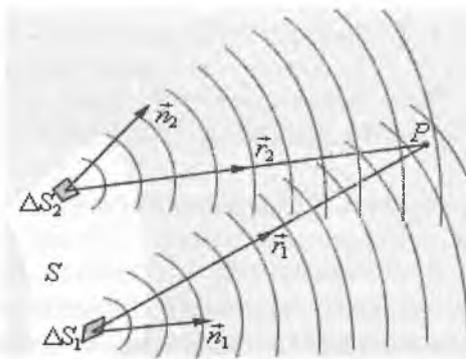


Рис. 14.2

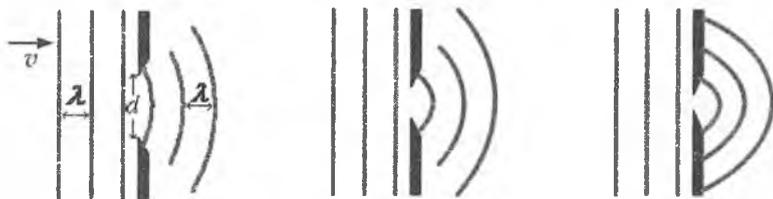


Рис. 14.3

Когда размеры щели сравниваются по порядку с длиной волны, щель становится источником вторичных сферических волн, интерференция которых и определяет картину распределения интенсивности за щелью, свет проникает в геометрически недоступную область.

14.2. Зоны Френеля

Рассмотрим дифракционную задачу о прохождении плоской монохроматической волны от удаленного источника через небольшое круглое отверстие радиуса R в непрозрачном экране (рис. 14.4).

Точка наблюдения P находится на оси симметрии на расстоянии L от экрана. В соответствии с принципом Гюйенса-Френеля следует мысленно заселить волновую поверхность, совпадающую

с плоскостью отверстия, вторичными источниками, волны от которых достигают точки P .

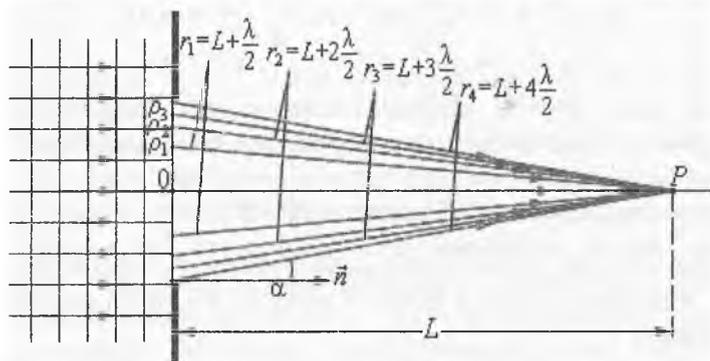


Рис. 14.4

В результате интерференции вторичных волн в точке P возникает результирующее колебание, квадрат амплитуды которого (интенсивность) нужно определить. Френель предложил разбить волновую поверхность падающей волны в месте расположения препятствия на кольцевые зоны (зоны Френеля) по следующему правилу: расстояние от границ соседних зон до точки P должны отличаться на полдлины волны, т. е.

$$r_1 = L + \frac{\lambda}{2}, \quad r_2 = L + 2\frac{\lambda}{2}, \quad r_3 = L + 3\frac{\lambda}{2} \dots$$

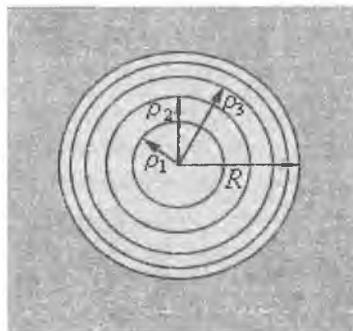


Рис. 14.5

Если смотреть на волновую поверхность из точки P , то границы зон Френеля будут представлять собой концентрические окружности (рис.14.5).

Границы зон Френеля в плоскости отверстия. Радиусы ρ_m зон Френеля:

$$\rho_m = \sqrt{r_m^2 - L^2} = \sqrt{m\lambda L + m^2 \frac{\lambda^2}{4}} \approx \sqrt{m\lambda L},$$

$$r_m = L + m \frac{\lambda}{2},$$

$$r_m^2 - L^2 = L^2 + 2 \frac{\lambda}{2} mL + m^2 \frac{\lambda^2}{4} - L^2 \approx m\lambda L.$$

Так как $\lambda \ll L$, вторым членом под корнем можно пренебречь. Количество зон Френеля, укладывающихся на отверстие, определяется его радиусом R : $m = \frac{R^2}{\lambda L}$.

Здесь m – не обязательно целое число. Результат интерференции вторичных волн в точке P зависит от числа m открытых зон Френеля.

Все зоны имеют одинаковую площадь:

$$S_m = \pi \rho_m^2 - \pi \rho_{m-1}^2 = \pi \lambda L = S_1.$$

Одинаковые по площади зоны должны были бы возбуждать в точке наблюдения колебания с одинаковой амплитудой. Однако у каждой последующей зоны угол α между лучом, проведенным в точку наблюдения, и нормалью к волновой поверхности возрастает. Френель высказал предположение (подтвержденное экспериментом), что с увеличением угла α амплитуда колебаний уменьшается, хотя и незначительно:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_1,$$

где A_m – амплитуда колебаний, вызванных m -й зоной.

С хорошим приближением можно считать, что амплитуда колебаний, вызываемых некоторой зоной, равна среднему арифметическому из амплитуд колебаний, вызываемых двумя соседними зонами, т.е. $A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$.

Так как расстояния от двух соседних зон до точки наблюдения отличаются на $\lambda/2$, следовательно, возбуждаемые этими зонами колебания находятся в противофазе. Поэтому волны от любых двух соседних зон гасят друг друга. Суммарная амплитуда в точке наблюдения есть

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = A_1 - (A_2 - A_3) - (A_4 - A_5) - \dots < A_1.$$

Таким образом, суммарная амплитуда колебаний в точке P всегда меньше амплитуды колебаний, которые вызвала бы одна

первая зона Френеля. В частности, если бы были открыты все зоны Френеля, то до точки наблюдения дошла бы невозмущенная препятствием волна с амплитудой A_0 . В этом случае можно записать:

$$A = A_0 = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2},$$

так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, действие (амплитуда), вызванное всем волновым фронтом, равно половине действия одной первой зоны.

Итак, если отверстие в непрозрачном экране оставляет открытой только одну зону Френеля, то амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастает в 2 раза (а интенсивность в 4 раза) по сравнению с действием невозмущенной волны. Если открыть две зоны, то амплитуда колебаний обращается в нуль. Если изготовить непрозрачный экран, который оставлял бы открытыми только несколько нечетных (или только несколько четных) зон, то амплитуда колебаний резко возрастает. Например, если открыты 1, 3 и 5 зон, то

$$A = 6A_0, I = 36I_0.$$

Такие пластинки, обладающие свойством фокусировать свет, называются *зонными пластинками*.

При дифракции света на **круглом диске** закрытыми оказываются зоны Френеля первых номеров от 1 до m . Тогда амплитуда колебаний в точке наблюдения будет равна:

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} - \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

или $A = A_{m+1} / 2$, так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Если диск закрывает зоны не слишком больших номеров, то $A_{m+1} \approx 2A_0$ и $A \approx A_0$, т.е. в центре картины при дифракции света на диске наблюдается интерференционный максимум. Это — так называемое *пятно Пуассона*, оно окружено светлыми и темными дифракционными кольцами.

Оценим размеры зон Френеля. Пусть, например, дифракционная картина наблюдается на экране, расположенном на расстоянии $L = 1$ м от препятствия. Длина волны света $\lambda = 600$ нм (красный свет). Тогда радиус первой зоны Френеля есть $\rho_1 = \sqrt{L\lambda} \approx 0,77$ мм.

Таким образом, в оптическом диапазоне вследствие малости длины волны размер зон Френеля оказывается достаточно малым. Дифракционные явления проявляются наиболее отчетливо, когда на препятствии укладывается лишь небольшое число зон:

$$m = \frac{R^2}{L\lambda} \geq 1 \text{ или } R^2 \geq L\lambda.$$

Это соотношение можно рассматривать как *критерий наблюдения дифракции*. Если число зон Френеля, укладываемых на препятствии, становится очень большим, дифракционные явления практически незаметны:

$$m = \frac{R^2}{L\lambda} \gg 1 \text{ или } R^2 \gg L\lambda.$$

Это сильное неравенство определяет *границу применимости геометрической оптики*. Узкий пучок света, который в геометрической оптике называется лучом, может быть сформирован только при выполнении этого условия. Таким образом, *геометрическая оптика является предельным случаем волновой оптики*.

Если точечный источник света находится на конечном расстоянии, то на препятствие падает сферически расходящаяся волна. В этом случае геометрия задачи несколько усложняется, так как зоны Френеля теперь нужно строить не на плоской, а на сферической поверхности.

Расчет приводит к следующему выражению для радиусов ρ_m зон Френеля на сферическом фронте волны: $\rho_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b}} L$.

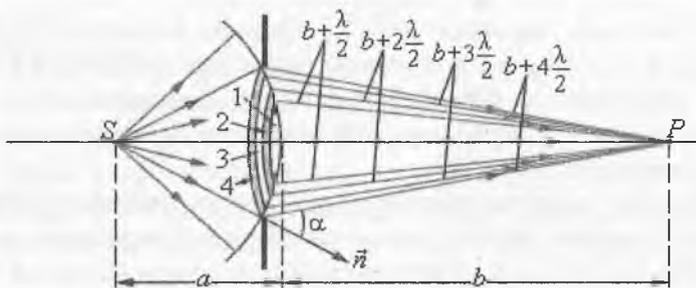


Рис. 14.6

Все выводы изложенной выше теории Френеля остаются справедливыми и в этом случае.

14.3. Дифракция на щели

Дифракционная картина, наблюдаемая на экране, поставленном за перегородкой с одной щелью, может быть рассчитана на основании принципа суперпозиции и интерференции волн. Дифракция в параллельных лучах - дифракция Фраунгофера.

Пусть на щель падает монохроматический пучок света длиной волны λ . Размеры щели d сравнимы с λ : $d \sim \lambda$. Расстояние от щели до экрана $L \gg d$. Каждая точка щели является, согласно принципу Гюйгенса - Френеля, источником вторичной сферической волны. Эти волны интерferируют между собой, так что истинное положение фронта результирующей волны является огибающей вторичных волн с учетом их интерференции.

Рассмотрим наложение двух таких волн, идущих от середины щели и от одного из краев, и вычислим разность хода таких волн в произвольной точке P экрана (рис.14.7). Разность хода этих двух

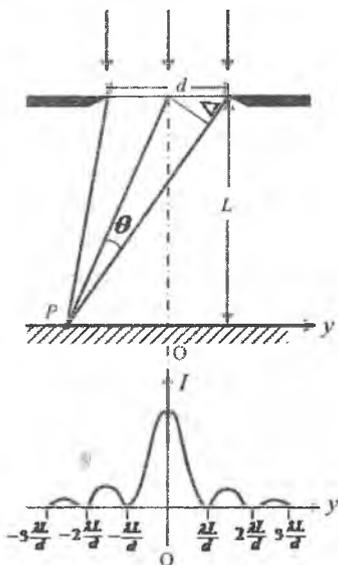


Рис. 14.7

волн равна: $\Delta = (d/2) \sin \theta \approx (d/2) \operatorname{tg} \theta = (d/2) (y/L)$, где y – координата точки наблюдения на экране.

Интерferирующие волны будут гасить друг друга, если разность хода будет равна целому числу полуволн $m(\lambda/2)$. Отсюда находятся координаты тех точек на экране, где возникают темные полосы:

$$y_m = m \frac{2L}{d} \cdot \frac{\lambda}{2} = m \frac{L}{d} \lambda, \text{ где } m = 1, 2, 3, \dots$$

Распределение интенсивности света в дифракционной картине имеет резкий максимум. Измерения положения минимумов позволяют (при известных параметрах d и L) определить длину волны света λ .

14.4. Дифракционная решетка

В спектральных приборах высокого класса применяются *дифракционные решетки*. Дифракционные решетки представляют собой периодические структуры, выгравированные специальной делительной машиной на поверхности стеклянной или металлической пластинки.

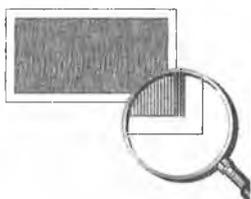


Рис. 14.8

Простейшая дифракционная решетка состоит из прозрачных участков (щелей), разделенных непрозрачными промежутками. У хороших решеток параллельные друг другу штрихи имеют длину порядка 10 мкм , а на каждый миллиметр приходится до несколько тысяч штрихов. При этом общая длина решетки достигает $10\text{--}15\text{ см}$.

В качестве дифракционной решетки может быть использован кусочек компакт-диска или осколок граммофонной пластинки.

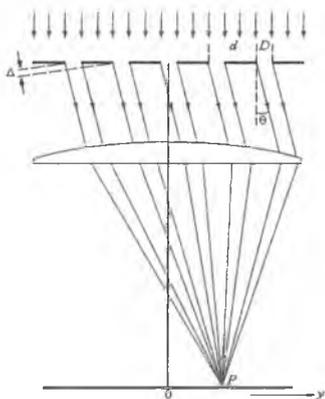


Рис. 14.9

На решетку направляется параллельный пучок исследуемого света. Наблюдение ведется в фокальной плоскости линзы, установленной за решеткой. В каждой точке P на экране в фокальной плоскости линзы соберутся лучи, которые до линзы были параллельны между собой и распространялись под определенным углом θ к направлению падающей волны. Колебание в точке P является результатом интерференции вторичных волн, проходящих в эту точку от разных щелей.

Для того чтобы в точке P наблюдался интерференционный максимум, разность хода Δ между волнами, испущенными соседними щелями, должна быть равна целому числу длин волн:

$$\Delta = d \sin \theta_m = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где d – период решетки, m – целое число, *порядок дифракционного максимума*.

В тех точках экрана, для которых это условие выполнено, располагаются *главные максимумы* дифракционной картины.

В каждой точке фокальной плоскости линзы происходит интерференция N волн, приходящих в эту точку от N щелей решетки.

Это так называемая *многоволновая* (или «*многолучевая*») интерференция.

Распределение световой энергии в плоскости наблюдения резко отличается от того, которое наблюдается в обычных «двухлучевых» интерференционных схемах. В главные максимумы все волны приходят в фазе, потому амплитуда колебаний возрастает в N раз, а интенсивность в N^2 раз по сравнению с колебанием, которое возбуждает волна только от одной щели.

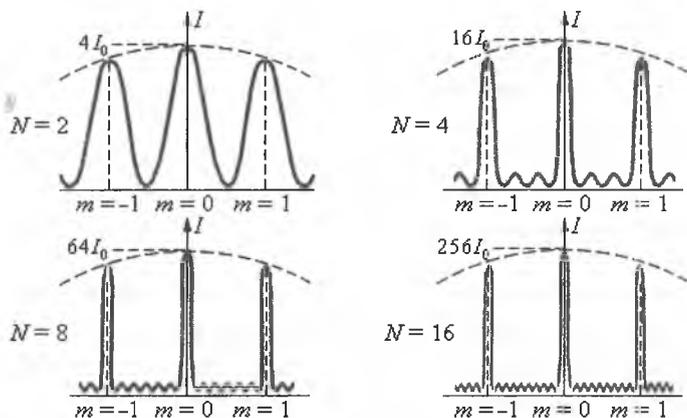


Рис.14.10

Главные максимумы при дифракции света на решетке узки. Рис.14.10 дает представление о том, как меняется острота главных

максимумов при увеличении числа щелей решетки. I_0 — интенсивность колебаний при дифракции света на одной щели.

Как следует из формулы дифракционной решетки, положение главных максимумов (кроме нулевого) зависит от длины волны λ . Поэтому решетка способна разлагать излучение в спектр, то есть она является *спектральным прибором*. Если на решетку падает немонохроматическое излучение, то в каждом порядке дифракции (т.е. при каждом значении m) возникает спектр исследуемого излучения (рис.14.11), причем фиолетовая часть спектра располагается ближе к максимуму нулевого порядка. Максимум нулевого порядка остается неокрашенным.

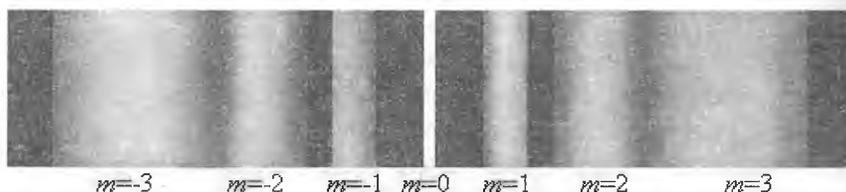


Рис. 14.11

С помощью дифракционной решетки можно производить очень точные измерения длины волны. Если период d решетки известен, то определение длины сводится к измерению угла θ_m , соответствующего направлению на выбранную линию в спектре m -го порядка.

Если в спектре исследуемого излучения имеются две спектральные линии с длиной волн λ_1 и λ_2 , то решетка в каждом спектральном порядке (кроме $m = 0$) может отделить одну волну от другой.

Одной из важнейших характеристик дифракционной решетки является ее *разрешающая способность*, характеризующая возможность разделения с помощью данной решетки двух близких спектральных линий с длинами волн λ и $\lambda + \Delta\lambda$. Спектральной разрешающей способностью R называется отношение длины волны λ к минимальному возможному

значению $\Delta\lambda$, то есть $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$.

Разрешающая способность спектральных приборов и, в частности, дифракционной решетки, также как и предельное разрешение оптических инструментов, создающих изображение объектов (телескоп, микроскоп) определяется волновой природой света. Принято считать, что две близкие линии в спектре m -го порядка различимы, если главный максимум для длины волны $\lambda + \Delta\lambda$ отстоит от главного максимума для длины волны λ не менее, чем на полуширину главного максимума, $\frac{\lambda}{Nd} = \frac{m}{d} \Delta\lambda$ или

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN.$$

Таким образом, предельное разрешение дифракционной решетки зависит только от порядка спектра m и от числа периодов решетки N .

Пусть решетка имеет период $d = 10^{-3}$ мм, ее длина $L = 10$ см. Тогда, $N = 10^5$ (это хорошая решетка). В спектре 2-го порядка разрешающая способность решетки оказывается равной $R = 2 \cdot 10^5$. Это означает, что минимально разрешимый интервал длин волн в зеленой области спектра ($\lambda = 550$ нм) равен $\Delta\lambda = \lambda / R \approx 2,8 \cdot 10^{-3}$ нм.

Контрольные вопросы

1. Что называется дифракцией света? При каких условиях ее наблюдают?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса. В чем сущность принципа Гюйгенса - Френеля?
3. Как на основе принципа Гюйгенса-Френеля объясняется дифракция волн?
4. Объясните дифракцию света от одной щели. Как выглядит дифракционная картина?
5. Что называют дифракционной решеткой? Что называют периодом решетки?
6. Сделав пояснительный рисунок, объясните дифракцию света на дифракционной решетке.

7. Как выглядят дифракционные картины, созданные дифракционной решеткой при освещении ее монохроматическим лучом или лучом белого света?

8. Какая формула выражает условие образования дифракционных максимумов решетки?

Глава 15. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

15.1. Поперечность световых волн. Поляризация волн

Следствием теории Максвелла является поперечность световых волн. В электромагнитной волне вектора \vec{E} и \vec{B} перпендикулярны друг другу и лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Во всех процессах взаимодействия света с веществом основную роль играет электрический вектор \vec{E} , поэтому его называют *световым вектором*.

Впервые догадку о поперечности световых волн высказал Юнг (1816 г.). Френель, независимо от Юнга, также выдвинул концепцию поперечности световых волн, обосновал ее многочисленными экспериментами и создал теорию двойного лучепреломления света в кристаллах. К тому времени, когда Максвелл сделал вывод о существовании электромагнитных волн, поперечность световых волн уже была доказана экспериментально. Поэтому Максвелл справедливо полагал, что поперечность электромагнитных волн является еще одним важнейшим доказательством электромагнитной природы света.

Для продольных волн направление распространения луча является осью симметрии, все направления в плоскости, перпендикулярной лучу, равноправны. Асимметрия относительно луча является решающим признаком, который отличает поперечную волну от продольной.

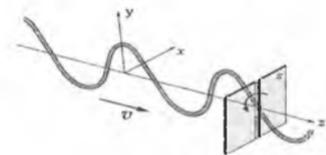


Рис. 15.1

В поперечной волне (например, в волне, бегущей по резиновому жгуту) частицы колеблются вдоль оси y . Поворот щели S вызовет затухание волны (рис. 15.1).

Свет, испускаемый обычными источниками (например, солнечный свет, излучение ламп накаливания и т.п.), *не поляризован*.

Свет таких источников состоит в каждый момент из вкладов огромного числа независимо излучающих атомов с различной ориентацией светового вектора в излучаемых этими атомами волнах.

Поэтому в результирующей волне вектор \vec{E} беспорядочно изменяет свою ориентацию во времени, так что в среднем все направления колебаний оказываются равноправными. Неполяризованный свет называют также естественным светом.

Если при распространении электромагнитной волны световой вектор сохраняет свою ориентацию, такую волну называют *линейно-поляризованной* или *плоско-поляризованной* (рис. 15.2).

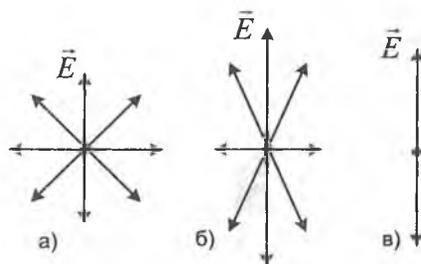


Рис. 15.2. а) естественный (неполяризованный) свет;
 б) частично поляризованный свет;
 в) плоско-поляризованный (линейно-поляризованный) свет

Линейно-поляризованный свет испускается лазерными источниками.

15.2. Закон Малюса

В 1809 году французский инженер Э. Малюс открыл закон, названный его именем. В опытах Малюса свет последовательно пропускался через две одинаковые пластинки из турмалина (прозрачное кристаллическое вещество зеленоватой окраски). Пластинки могли поворачиваться друг относительно друга на угол φ (рис. 15.3).

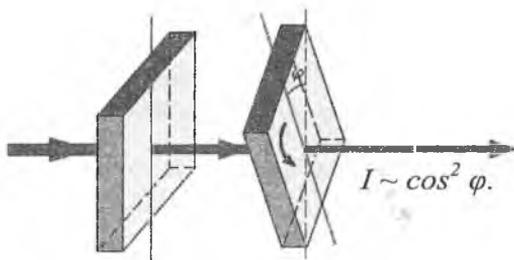


Рис. 15.3

Интенсивность прошедшего света оказалась прямо пропорциональной $\cos^2 \varphi$:

$$I \sim \cos^2 \varphi.$$

У многих кристаллов поглощение света сильно зависит от направления электрического вектора в световой волне (*дихроизм*). Этим свойством, в частности, обладают пластины турмалина, использованные в опытах Малюса. При определенной толщине пластинка турмалина почти полностью поглощает одну из взаимно перпендикулярно поляризованных волн (например, E_x) и частично пропускает вторую волну (E_y). Направление колебаний электрического вектора в прошедшей волне называется *разрешенным направлением* пластинки. Пластинка турмалина может быть использована как для получения поляризованного света (*поляризатор*), так и для анализа характера поляризации света (*анализатор*). В настоящее время широко применяются искусственные дихроичные пленки, которые называются *поляроидами*.

Поляроиды почти полностью пропускают волну разрешенной поляризации и не пропускают волну, поляризованную в перпендикулярном направлении. Таким образом, поляроиды можно считать *поляризационными фильтрами*.

Рассмотрим прохождение естественного света последовательно через два идеальных поляроида Π_1 и Π_2 , разрешенные направления которых развернуты на некоторый угол φ (рис.15.4).

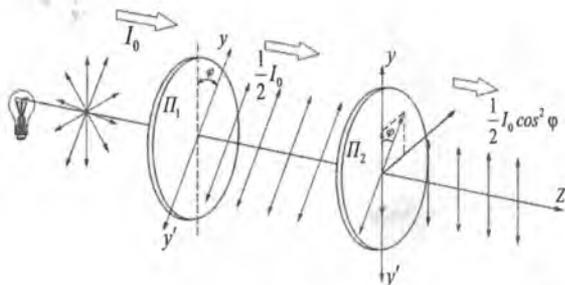


Рис. 15.4

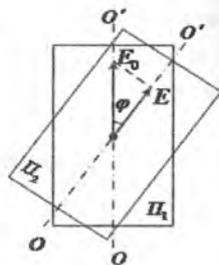


Рис. 15.5

Первый поляризатор играет роль поляризатора. Он превращает естественный свет в линейно-поляризованный. Второй поляризатор – анализатор – служит для анализа, падающего на него света.

Если обозначить амплитуду линейно - поляризованной волны после прохождения света через первый поляризатор через $E_0 = \sqrt{\frac{I_0}{2}}$, то волна, пропущенная вторым поляризатором, будет иметь амплитуду (рис.15.5)

$$E = E_0 \cos \varphi.$$

Следовательно, интенсивность I линейно-поляризованной волны на выходе второго поляризатора будет равна:

$$I = E^2 = E_0^2 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi.$$

С помощью разложения вектора \vec{E} на составляющие по осям можно объяснить закон Малюса (рис. 15.6).

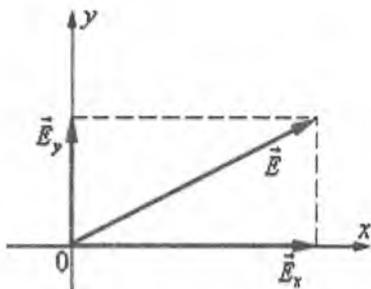


Рис.15.6

В каждый момент времени вектор \vec{E} может быть спроектирован на две взаимно перпендикулярные оси.

Любую волну (поляризованную и неполяризованную) можно представить как суперпозицию двух линейно-поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях волн: $\vec{E}(t) = \vec{E}_x(t) + \vec{E}_y(t)$.

Но в поляризованной волне обе составляющие $E_x(t)$ и $E_y(t)$ когерентны, а в неполяризованной – не когерентны, т.е. в первом случае разность фаз между $E_x(t)$ и $E_y(t)$ постоянна, а во втором она является случайной функцией времени.

Если вдоль одного и того же направления распространяются две монохроматические волны, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, то в результате их сложения в общем случае возникает *эллиптически-поляризованная волна*.

В эллиптически-поляризованной волне (рис.15.7) в любой плоскости P , перпендикулярной направлению распространения волны, конец результирующего вектора \vec{E} за один период светового колебания описывает эллипс, который называется *эллипсом поляризации*.

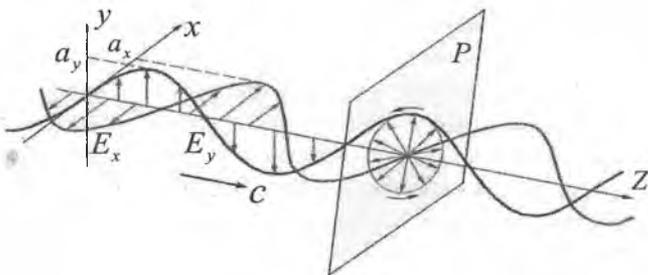


Рис.15.7

Форма и размер эллипса поляризации определяются амплитудами a_x и a_y линейно-поляризованных волн и фазовым сдвигом $\Delta\varphi$ между ними.

Частным случаем эллиптически-поляризованной волны является волна с *круговой поляризацией* ($a_x = a_y$, $\Delta\varphi = \pm \pi / 2$).

15.3. Поляризация при преломлении света и двойном лучепреломлении

Еще в конце XVII века было обнаружено, что кристаллы исландского шпата ($CaCO_3$) раздваивает проходящие через него лучи. Это явление получило название *двойного лучепреломления* (рис. 15.8).



Рис.15.8

Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают способностью двойного лучепреломления.

Ни двойное лучепреломление, ни закон Малюса не могут найти объяснение в рамках теории продольных волн. Явление двойного лучепреломления света объясняется тем, что во многих кристаллических веществах показатели преломления для двух взаимно перпендикулярно поляризованных волн различны. Поэтому кристалл раздваивает проходящие через него лучи (рис.15.8). *Два луча на выходе кристалла линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях. Обыкновенный луч O сохраняет показатель преломления вещества кристалла и для него справедлив закон преломления. Необыкновенный луч e имеет показатель преломления, меняющийся в зависимости от направления луча (закон преломления не выполняется).*

Поляризация при преломлении света

Свет может оказаться поляризованным при отражении, преломлении или рассеянии (рис.15.9-15.10) диэлектриком. В частности, голубой свет от неба частично или полностью поляризован.

На рис 15.9 отраженный и преломленный лучи частично поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях. При падении на преломляющую поверхность под некоторым углом α_B

(рис.15.10) отраженный и преломленный лучи оказываются взаимно перпендикулярными и максимально поляризованными.

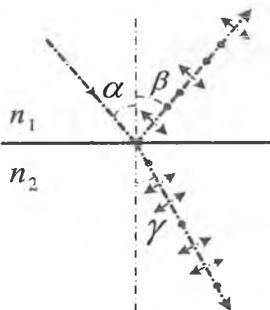


Рис. 15.9

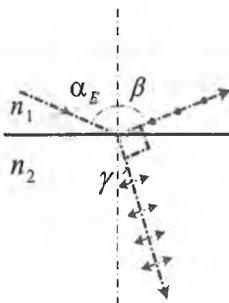


Рис. 15.10

Угол α_B называется углом Брюстера. Из соотношения $\frac{\sin \alpha_E}{\sin \gamma} = n$, учитывая $\gamma = 90^\circ - \alpha_B$, получаем $\frac{\sin \alpha_E}{\sin(90^\circ - \alpha_B)} = \frac{\sin \alpha_E}{\cos \alpha_B} = \operatorname{tg} \alpha_B = n$, таким образом, тангенс угла Брюстера равен показателю преломления среды.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит сущность явления поляризации волн?
2. Каким волнам (продольным или поперечным) свойственно явление поляризации?
3. Что представляет собой естественный свет?
4. Каким свойством обладает кристалл турмалина?
5. Нарисуйте схему опыта прохождения света через одну и через две турмалиновые пластинки.
6. Какими являются лучи света до и после прохождения пластин?
7. Объясните явление поляризации света исходя из представлений о свете как об электромагнитной волне.
8. В чем заключается закон Малюса?
9. Объясните поляризацию лучей при двойном лучепреломлении.
10. При каком угле падения на преломляющую поверхность поляризация отраженного и преломленного лучей максимальна?

Глава 16. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

16.1. Дисперсия света

Дисперсией света называется явление зависимости показателя преломления среды n от частоты ν (или длины волны λ) проходящего света:

$$n = n(\nu) \text{ или } n = n(\lambda).$$

У всех прозрачных твердых веществ (стекло, кварц), из которых изготавливаются призмы, показатель преломления n в диапазоне видимого света убывает с увеличением длины волны λ . Так, для стекла показатель преломления уменьшается примерно на 15% с ростом длины волны видимого света от 400 до 700 нм. Монотонно убывающая зависимость $n(\lambda)$ называется *нормальной дисперсией*.

Первый опыт по разложению белого света в спектр был осуществлен И. Ньютоном (1672 г.) (рис.16.1).

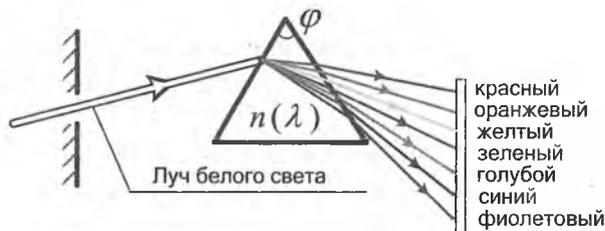


Рис.16.1

В состав видимого света входят монохроматические волны с различными значениями длин волн. Угол отклонения лучей призмой $\delta \approx \varphi(n-1)$ зависит от показателя преломления n , а n является функцией длины волны $n(\lambda)$, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, наиболее сильно призма отклоняет от первоначального направления синие и фиолетовые лучи и наименее – красные.

Явление дисперсии объясняет *хроматическую aberrацию* оптических систем (рис.16.2).

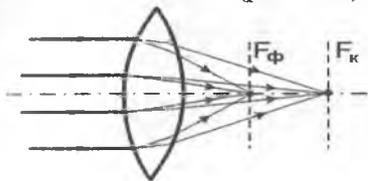


Рис.16.2

Отдельные монохроматические составляющие белого света фокусируются в разных точках. Наибольшее фокусное расстояние имеют красные лучи, наименьшее – фиолетовые.

Изображение получается размытым и по краям окрашенным.

Комбинируя собирающие и рассеивающие линзы из различных стекол совмещают фокусы нескольких цветов. Системы, исправленные на сферическую и хроматическую aberrации называются *апланатами*.

Спектроскоп. В излучении нагретых тел (нить лампы накаливания) длины волн непрерывно заполняют весь диапазон видимого света. Такое излучение называется *белым светом*. Свет, испускаемый, например, газоразрядными лампами и многими другими источниками, содержит в своем составе отдельные монохроматические составляющие с некоторыми выделенными значениями длин волн. Совокупность монохроматических компонент в излучении называется *спектром*. Белый свет имеет *непрерывный спектр*, излучение источников, в которых свет испускается атомами вещества, имеет *дискретный спектр*. Приборы, с помощью которых исследуются спектры излучения источников, называются *спектральными приборами*.

Для разложения излучения в спектр в простейшем спектральном приборе используется призма.

Щель S , на которую падает исследуемое излучение, находится в фокальной плоскости линзы L_1 . Эта часть прибора называется *коллиматором*.

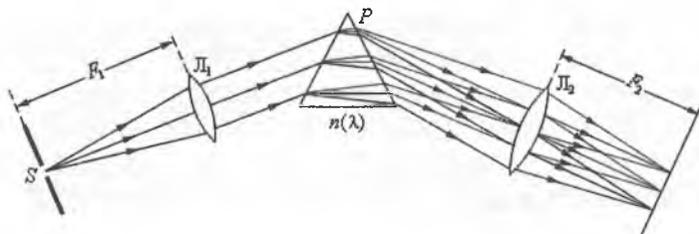


Рис.16.3

Выходящий из линзы параллельный пучок света падает на призму P . Вследствие дисперсии свет разных длин волн выходит из призмы под разными углами. В фокальной плоскости линзы L_2 располагается экран или фотопластинка, на которой фокусируется излучение. В результате в разных местах экрана возникает изображение входной щели S в свете разных длин волн.

16.2. Спектры. Спектральный анализ

Для наблюдения спектров пользуются спектральными приборами – спектроскопом или спектрографом. Если спектроскоп предназначен для измерений, то на изображение спектра накладывается изображение градуированной шкалы, что позволяет точно установить положение цветных линий в спектре.

Материалом для призмы должно служить вещество с большой дисперсией, т.е. вещество, дающее широкий спектр. Прибор для фотографирования спектров называется спектрографом, экран при фотографировании заменяют фотопластинкой.

Виды спектров. Спектры, полученные от светящихся тел, называются *спектрами испускания*. Спектры испускания бывают трех типов: *сплошные, линейчатые и полосатые*.

Сплошные спектры получаются от светящихся, например, в результате их нагревания, твердых и жидких тел (рис.16.4).

Линейчатые спектры состоят из узких линий различных цветов, разделенных темными промежутками. Такие спектры получаются от светящихся газов или паров. Свечение газа можно вызвать, пропуская через него электрический ток. Линейчатые спектры паров и газов можно получить и при их нагревании, например, в пламени горелки. Таким же путем можно получить линейчатые спектры веществ, которые в обычных условиях находятся в твердом или жидком состоянии. Для этого крупинки твердых веществ или смоченный жидкостью асбест вводят в пламя газовой горелки. Испаряющиеся в пламени горелки вещества дают линейчатый спектр. Например, в спектре излучения паров натрия видны две близко расположенные светлые желтые линии.



Рис. 16.4. Спектры испускания: 1-натрия; 2-водорода; 3-гелия

Каждый химический элемент дает свой линейчатый спектр, несовпадающий со спектрами других элементов.

Характерные для каждого химического элемента спектральные линии получаются не только в видимой, но также и в инфракрасной, и ультрафиолетовой областях спектра.

Линейчатые спектры создаются излучением отдельных атомов химических элементов, не связанных в молекулы. Это излучение связано с процессами, происходящими внутри атомов. Исследование линейчатых спектров позволило установить строение электронных оболочек атомов различных химических элементов.

Полосатые спектры состоят из ряда светлых полос, разделенных темными промежутками. Полосатые спектры создаются излучением молекул. При рассмотрении в спектроскоп с большой разрешающей способностью полосы разделяются на ряд линий.

Спектры поглощения. Прозрачные вещества поглощают часть падающего на них излучения и в спектре, полученном после прохождения белого света через такие вещества, часть цветов исчезает, т.е. появляются темные линии или полосы поглощения. Такой спектр называется спектром поглощения.

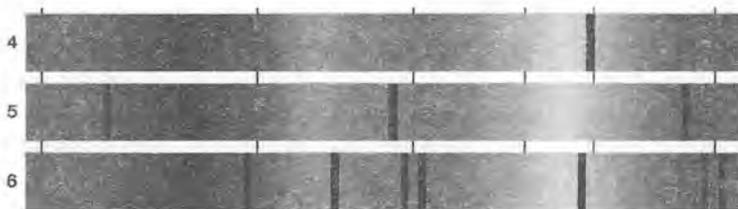


Рис. 16.5. Спектры поглощения: 4-натрия; 5-водорода; 6-гелия

Пропустим свет дуговой лампы через сосуд с парами натрия. В сплошном спектре белого света от электрической дуги при этом получатся две темные линии (рис.16.5 б), как раз в том месте экрана (рис.16.4 а), где находились желтые линии спектра испускания паров натрия.

Возникновение этих линий объясняется тем, что атомы натрия из всего проходящего излучения поглощают то, которое сами способны испускать. Такое явление обращения спектральных линий наблюдается в спектрах испускания и поглощения газов и паров многих других элементов, и выражается законом Кирхгофа: *всякое вещество поглощает то излучение, которое само может испускать.*

Спектральный анализ. Каждый химический элемент имеет свой характерный спектр излучения, поэтому по линейчатому спектру паров какого-либо вещества можно установить, какие химические элементы входят в его состав. *Спектральный анализ — метод определения химического состава вещества по его спектру.* Он обладает высокой чувствительностью и позволяет обнаружить присутствие очень малых количеств химических элементов, количество исследуемого вещества, необходимое для проведения спектрального анализа достаточно 10^{-8} — 10^{-9} г.

Спектральный анализ позволяет определить состав паров и газов, находящихся на произвольно большом расстоянии, лишь бы лучи от них попадали в спектральный прибор. Поэтому этот метод используют в астрономии для определения химического состава Солнца и звезд, их температуры, движения в пространстве и т.д.

С помощью спектрального анализа были открыты новые химические элементы— рубидий, цезий, индий, таллий и гелий. Первоначально гелий был обнаружен при анализе спектра солнечного протуберанца, откуда и произошло название этого элемента (от греч. «гелиос» — Солнце). Линии гелия были обнаружены в спектре газов Везувия, затем в некоторых минералах и в очень малых количествах — в земной атмосфере. Позднее, удалось получить гелий лабораторно.

В соответствии с законом Кирхгофа спектральный анализ газов и паров можно проводить и по спектрам поглощения. Так, в результате исследования положения темных линий в спектре Солнца было установлено, что Солнце состоит из тех же

элементов, что и Земля. При проведении спектрального анализа пользуются специальными таблицами или атласами спектральных линий, в которых приводится точное расположение линий спектра каждого химического элемента или соответствующие им длины волн. В некоторых случаях спектральный анализ проводится путем сравнения спектров исследуемого материала и эталонного спектра образца с известным содержанием химических элементов.

Спектральный анализ в основном носит качественный характер, то есть позволяет определить наличие того или иного вещества. В настоящее время разработаны методы количественного спектрального анализа, позволяющие по интенсивности свечения спектральных линий химического элемента определить его процентное содержание в исследуемом образце.

Достоинства спектрального анализа — высокая чувствительность, простота и быстрота проведения анализа — делают его удобным для использования в металлургии и в машиностроении, химии и геологии, медицине и биологии, и многих других областях науки и техники.

Распределение энергии в спектре

Важной характеристикой излучения является распределение испускаемой в единицу времени энергией по длинам волн и частотам. Чтобы установить, какие лучи приносят на экран больше энергии, а какие меньше, пользуются термопарой T со спаем, покрытым сажей.

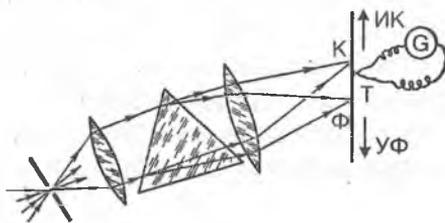


Рис. 16.6

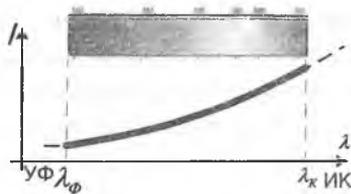


Рис. 16.7

Чёрный спай поглощает падающее на него излучение и нагревается. Возникающую при этом ЭДС, измеряют милливольтметром G . Чем больше энергии приносит излучение, тем большая ЭДС возникает в термопаре.

Перемещая спай термомпары вдоль спектра, получают кривую распределения энергии в спектре (рис.16.6), показывающую, что большая часть энергии приходится на красную часть спектра.

Исследования спектра белого света показали, что за красной областью спектра спай термомпары нагревается ещё больше, чем в красной. Спай термомпары сильно нагревается, даже когда он находится далеко за красной областью видимого спектра там, где глаз ничего не видит. Это означает, что в спектре белого света за красными лучами находятся невидимые лучи, длина волны которых больше, чем у красных лучей.

Невидимые лучи, которые в спектре располагаются за красными лучами, называют инфракрасными (от лат. «инфра» — под). Они обладают ярко выраженным тепловым действием, поэтому их называют еще тепловыми. Инфракрасные лучи преломляются слабее красных и имеют длины волн от 0,76 мкм примерно до 1 мм.

Невидимые лучи, расположенные за крайней фиолетовой областью спектра, называют ультрафиолетовым (от лат. «ультра» — сверх). Они преломляются сильнее фиолетовых лучей, имеют более короткую длину волны, от 0,4 примерно до 0,01 мкм. Короткие волны обладают ярко выраженным химическим действием, например, вызывают почернение светочувствительной бумаги. Эта бумага чернеет и тогда, когда она расположена за крайними фиолетовыми лучами спектра там, где глаз ничего не видит.

Инфракрасное излучение испускают все тела в природе, так как их возникновение обусловлено хаотическим движением молекул и атомов в любом веществе. При повышении температуры энергия инфракрасного излучения тела быстро возрастает.

С помощью излучения Земля получает энергию от Солнца. Солнце испускает интенсивное инфракрасное и ультрафиолетовое излучение.

16.3. Тепловое излучение тел

Испускаемый источником свет уносит с собой энергию. Существует много различных механизмов подвода энергии к источнику света. В тех случаях, когда необходимая энергия сообщается нагреванием, излучение называется *тепловым*. В

отличие от всех других видов излучения, тепловое излучение может находиться в состоянии термодинамического равновесия с нагретыми телами.

Если в замкнутую полость с зеркально отражающими стенками поместить несколько тел, нагретых до различной температуры, то такая система с течением времени приходит в состояние теплового равновесия, при котором все тела приобретают одинаковую температуру. Излучение, находящееся в термодинамическом равновесии с телами, имеющими определенную температуру, называется *равновесным*. Плотность энергии равновесного излучения и его спектральный состав зависят только от температуры. Если через малое отверстие заглянуть внутрь полости, в которой установилось термодинамическое равновесие между излучением и нагретыми телами, то глаз не различит очертаний тел и зафиксирует лишь однородное свечение всей полости в целом.

Между способностью тел испускать и поглощать энергию излучения существует определённая связь, выражаемая **законом Кирхгофа**:

В состоянии теплового равновесия отношение спектральной лучеиспускательной способности r к спектральной поглощательной способности A не зависит от природы тела; оно для всех тел одинаково и является универсальной функцией частоты ν (или длиной волны λ) и абсолютной температуры:

$$\left(\frac{r_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}\right)_2 = \dots = \left(\frac{r_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}\right)_n = f(\nu, T).$$

Пусть одно из тел в полости обладает свойством поглощать всю падающую на его поверхность лучистую энергию любого спектрального состава. Такое тело называют **абсолютно черным** $A_{\nu,T} = 1$.

Таким образом, универсальная функция Кирхгофа есть спектральная лучеиспускательная способность абсолютно чёрного тела.

Распределение энергии по длинам волн в излучении абсолютно черного тела при заданной температуре T характеризуется **излучаемой способностью** $r(\lambda, T)$, равной мощности излучения с единицы поверхности тела в единичном интервале длин волн.

При заданной температуре собственное тепловое излучение абсолютно черного тела, находящегося в состоянии теплового равновесия с излучением, должно иметь тот же спектральный состав, что и окружающее это тело равновесное излучение.

В противном случае равновесие между абсолютно черным телом и окружающим его излучением не могло бы установиться. Поэтому проблема сводится к изучению спектрального состава излучения абсолютно черного.

Хорошей моделью абсолютно черного тела является небольшое отверстие в замкнутой полости (рис.16.8). Свет, падающий через отверстие внутрь полости, после многочисленных

отражений будет практически полностью поглощен стенками, и отверстие снаружи будет казаться совершенно черным.

Если полость нагрета до определенной температуры T , и внутри установилось тепловое равновесие, то собственное излучение полости, выходящее через отверстие, будет излучением абсолютно черного тела. С увеличением температуры внутри полости будет возрастать энергия выходящего из отверстия излучения и изменяться его спектральный состав. Распределение энергии по длинам волн в излучении абсолютно черного тела при заданной температуре T характеризуется *способностью излучения* $r(\lambda, T)$, равной мощности излучения с единицы поверхности тела в единичном интервале длин волн.

Произведение $r(\lambda, T)\Delta\lambda$ равно мощности излучения, испускаемого единичной площадкой поверхности по всем направлениям в интервале $\Delta\lambda$ длин волн. Аналогично можно ввести распределение энергии по частотам $r(\nu, T)$. Функцию $r(\lambda, T)$ (или $r(\nu, T)$) называют спектральной светимостью, а полный поток $R(T)$ излучения всех длин волн, равный:

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu,$$

называют *интегральной светимостью* тела.

Закон Стефана–Больцмана: Интегральная светимость $R(T)$ абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры T : $R(T) = \sigma T^4$.

Числовое значение постоянной σ , по современным измерениям, составляет $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

С увеличением температуры максимум смещается в область коротких длин волн, причем произведение температуры T на длину волны λ_m , соответствующую максимуму, остается постоянным: $\lambda_m T = b$.

Закон смещения Вина: Длина волны, λ_m , на которую приходится максимум энергии излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре T :

$$\lambda_m = b / T,$$

Рис. 16.9

где постоянная Вина $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$.

При практически достижимых в лабораторных условиях температурах максимум излучательной способности $r(\lambda, T)$ лежит в инфракрасной области.

Экспериментальные измерения спектрального распределения излучения абсолютно черного тела показали, что при каждом значении температуры T зависимость $r(\lambda, T)$ имеет ярко выраженный максимум (рис.16.9). Только при $T \geq 5 \cdot 10^3 \text{ К}$ максимум попадает в видимую область спектра. Максимум энергии излучения Солнца приходится примерно на 470 нм (зеленая область спектра), что соответствует температуре наружных слоев Солнца около 6200 К.

В 1900 году английский физик Д. Релей, стремясь получить всю кривую спектрального распределения излучения черного тела $r(\lambda, T)$, применил теорему классической статистической механики о равномерном распределении энергии по степеням свободы в состоянии термодинамического равновесия к равновесному излучению полости. Эту идею развил Джинс. Таким путем удалось получить зависимость излучательной способности абсолютно черного тела от длины волны λ и температуры T .

Формула Релея-Джинса: $r(\lambda, T) = 8\pi k T \lambda^{-4}$.

Она согласуется с экспериментальными данными только в области достаточно длинных волн (рис. 16.10). Кроме того, из нее следует абсурдный вывод о том, что интегральная светимость $R(T)$ черного тела должна обращаться в бесконечность, а, следовательно, равновесие между нагретым телом и излучением в замкнутой полости может установиться только при абсолютном нуле температуры.

Рис. 16.10

Сравнение закона распределения энергии по длинам волн $r(\lambda, T)$ в излучении абсолютно черного тела с формулой Рэлея-Джинса при $T = 1600$ К.

Таким образом, безупречный с точки зрения классической физики вывод приводит к формуле, которая находится в резком противоречии с опытом. Стало ясно, что решить задачу о спектральном распределении излучения абсолютно черного тела в рамках существующих теорий невозможно. Эта задача была успешно решена М. Планком на основе новой идеи, чуждой классической физике.

Планк пришел к выводу, что процессы излучения и поглощения нагретым телом электромагнитной энергии, происходят не непрерывно, как это принимала классическая физика, а конечными порциями — *квантами*. Квант — это минимальная порция энергии, излучаемой или поглощаемой телом. По теории Планка, энергия кванта E прямо пропорциональна частоте света:

$$E = h\nu,$$

где h — постоянная Планка, равная $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

На основе гипотезы о прерывистом характере процессов излучения и поглощения телами электромагнитного излучения Планк получил формулу для спектральной светимости абсолютно черного тела.

$$\text{Формула Планка: } r(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Здесь c – скорость света, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Формула Планка хорошо описывает спектральное распределение излучения черного тела при любых частотах. Она согласуется с экспериментальными данными. Из формулы Планка можно вывести законы Стефана–Больцмана и Вина. При $h\nu \ll kT$ формула Планка переходит в формулу Релея–Джинса.

Решение проблемы излучения черного тела ознаменовало возникновение новой науки – квантовой физики.

Контрольные вопросы

1. Какими приборами пользуются для наблюдения спектров? Назовите основные элементы этих приборов.

2. Что называют спектром излучения?

3. Назовите виды спектров излучения. Каким веществам характерен тот или иной вид спектра?

4. Как распределяется энергия излучения в сплошном спектре? С помощью какого опыта это можно установить?

5. Что называют спектром поглощения?

6. Сравните спектры излучения и спектры поглощения одного вещества.

7. В чем суть явления обращения спектральных линий в спектрах испускания и поглощения?

8. Объясните распределение энергии в линейчатых спектрах испускания и поглощения?

9. Что называют спектральным анализом? На чем он основан?

10. Назовите достоинства спектрального анализа и направления его применения.

11. Сформулируйте законы Кирхгофа для теплового излучения.
12. В чем заключается «смещение Вина»? Поясните на графике.
13. Какая проблема в теоретической физике послужила толчком рождения квантовой физики?
14. В чем заключается сущность гипотезы М.Планка?
15. Запишите формулу энергии кванта.
16. Чему равна постоянная Планка?

Глава 17. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

17.1. Фотон. Давление света

ФОТОНЫ. Согласно квантовой теории, свет при испускании и поглощении ведет себя подобно потоку частиц, получивших название *фотонов* или *световых квантов*.

Энергия фотонов равна $E = h\nu$, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.
где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – *постоянная Планка*, ν (Гц) – частота излучения.

Фотон движется в вакууме со скоростью

Фотон не имеет массы покоя, $m_0 = 0$.

Из общего соотношения специальной теории относительности, связывающего энергию, импульс и массу любой частицы,

$$E = mc^2 = h\nu \Rightarrow m = \frac{h\nu}{c^2} \text{ и } E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2,$$

следует, что фотон обладает импульсом $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$.

Таким образом, учение о свете, совершив виток, длительностью в два столетия, вновь возвратилось к представлениям о световых частицах – корпускулах.

Это не механический возврат к корпускулярной теории Ньютона.

В начале XX века стало ясно, что свет обладает двойственной природой. При распространении света проявляются его волновые свойства (интерференция, дифракция, поляризация), а при взаимодействии с веществом – корпускулярные (фотоэффект). Эта двойственная природа света получила название *корпускулярно-волнового дуализма*. Позже двойственная природа была открыта у электронов и других элементарных частиц. Классическая физика не может дать наглядной модели сочетания волновых и корпускулярных свойств у микрообъектов. Движением микрообъектов управляют не законы классической механики Ньютона, а законы *квантовой механики*. Теория излучения абсолютно черного тела, развитая М. Планком, и

квантовая теория фотоэлектрического эффекта Эйнштейна лежат в основании этой современной науки.

Давление света

Из электромагнитной теории Максвелла следует, что свет, падающий на тело, оказывает на него давление. Однако эта сила очень мала. Вычисления Максвелла показали, что на Земле солнечный свет давит на квадратный метр черной поверхности, расположенной перпендикулярно лучам, с силой $4,8 \cdot 10^{-8} \text{ Н}$. Обнаружить и измерить такую силу на опыте очень трудно, так как одностороннее нагревание поверхности тела лучами вызывает увеличение давления окружающего воздуха на эту поверхность, превышающее во много раз световое давление.

Впервые давление света измерил в 1900 г. русский физик П.Н. Лебедев (рис.17.1).

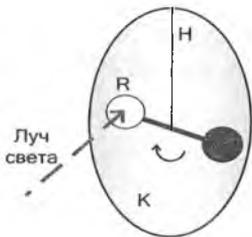


Рис. 17.1

Свет от источника падает на тонкий легкий кружок R , укрепленный на подвеске. Подвеска висит на тончайшей кварцевой нити H в камере K , внутри которой создается высокий вакуум. По углу закручивания подвески определяется сила давления света на кружок.

Так как фотоны обладают определенным импульсом, то при взаимодействии с веществом они передают часть импульса,

частицам вещества, оказывая тем самым давление на его поверхность. Если на какое-то тело, например, кружок в опыте Лебедева, за время Δt падает излучение, обладающее массой m , то оно передает кружку за это время импульс $\Delta(mc)$. Это означает, что излучение действует на кружок с силой F_D , равной по величине $F_D = \frac{\Delta(mc)}{\Delta t}$.

Если поверхность тела полностью поглощает падающее на него излучение (является абсолютно черной), то изменение импульса светового излучения $\Delta(mc)$ будет равно импульсу mc (аналогично неупругому удару о стенку) и $F_D = mc/\Delta t$. Отсюда получим, что давление света на *поглощающую* поверхность

$p_{cs} = \frac{F_D}{S} = \frac{mc}{S\Delta t}$, где S — площадь облучаемой поверхности.

Если поверхность тела полностью отражает падающее на него излучение (является абсолютно белой или зеркальной), то изменение импульса светового излучения $\Delta (mc)$ будет равно $2mc$ (аналогично абсолютно упругому удару о стенку) и $F_D = 2mc/\Delta t$. Отсюда получим, что давление света на *отражающую* поверхность $p_{\text{от}} = \frac{F_D}{S} = \frac{2mc}{S\Delta t}$.

Энергия излучения связана с его массой соотношением Эйнштейна: $E = mc^2$. Отсюда $mc = E/c$, и, подставив это значение импульса светового излучения в формулу для давления света, например, на поглощающую поверхность, получим $p_{\text{пог}} = \frac{E}{cS\Delta t}$.

Поскольку E выражает энергию излучения, падающего на тело за время Δt , то $E/(S\Delta t)$ - энергия излучения, падающего на единицу площади поверхности тела за единицу времени, называемая *интенсивностью* волны. Обозначив интенсивность волны буквой I , получим формулу Максвелла для вычисления давления электромагнитных волн на поверхность тела, полностью поглощающего эти волны: $p = \frac{I}{c}$.

Хотя давление света в обычных условиях очень мало, оно вызывает наблюдаемые явления. Так, хвосты комет, имеющие очень низкую плотность, направлены всегда в сторону от Солнца именно из-за сил светового давления, которые «сдувают» отдельные молекулы разреженного газа.

17.2. Фотозлектрический эффект

Фотозлектрический эффект был открыт в 1887 году немецким физиком Г. Герцем и экспериментально исследован А. Г. Столетовым и независимо Ф. Ленардом.

Внешний фотозффект состоит в выбивании электронов из вещества под действием падающего на него света.

Схема экспериментальной установки для исследования фотозффекта приведена на рис. 17.2.

Используется стеклянный вакуумный баллон с двумя металлическими электродами.

К электродам прикладывается напряжение U , полярность которого можно изменять с помощью двойного ключа. Один из электродов (катод K) через кварцевое окошко освещается монохроматическим светом длины волны λ , и при неизменном световом потоке снимается зависимость силы фототока I от приложенного напряжения U .

Рис. 17.2

На рис. 17.3 изображены типичные кривые зависимости силы фототока от приложенного напряжения. Кривая 2 соответствует большей интенсивности светового потока. $I_{н1}$ и $I_{н2}$ — токи насыщения, U_3 — запирающий потенциал. Кривые показывают, что при достаточно больших положительных напряжениях на аноде A фототок достигает насыщения, так как все электроны, выбитые светом из катода, достигают анода.

Рис. 17.3

Измерения показали, что ток насыщения I_n прямо пропорционален интенсивности падающего света.

Когда напряжение на аноде отрицательно, электрическое поле между катодом и анодом тормозит электроны. Анода могут достичь только те электроны, кинетическая энергия которых превышает $|eU|$. Если напряжение на аноде меньше, чем $-U_3$, фототок прекращается. Измеряя U_3 , можно определить максимальную кинетическую энергию фотоэлектронов:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} = eU_3.$$

Запирающий потенциал U_3 не зависит от интенсивности падающего светового потока и линейно возрастает с увеличением частоты ν света (Ленард) (рис. 17.4).

Рис. 17.4. Зависимость запирающего потенциала U_3 от частоты ν падающего света

Экспериментально установлены следующие закономерности фотоэффекта:

1. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты света ν и не зависит от его интенсивности.

2. Для каждого вещества существует так называемая *красная граница фотоэффекта*, т.е. наименьшая частота ν_{min} , при которой еще возможен внешний фотоэффект.

3. Число фотоэлектронов, вырываемых светом из катода за 1 с, прямо пропорционально интенсивности света.

4. Фотоэффект практически безынерционен, фототок возникает мгновенно после начала освещения катода.

Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта. Теоретическое объяснение наблюдаемых закономерностей фотоэффекта было дано Эйнштейном в 1905 г на основе гипотезы М. Планка о том, что свет излучается и поглощается определенными порциями, причем энергия каждой такой порции определяется формулой $E = h\nu$, где h – постоянная Планка. Свет имеет прерывистую дискретную структуру. Электромагнитная волна состоит из отдельных порций – квантов, впоследствии названных *фотонами*. При взаимодействии с веществом фотон целиком передает всю свою энергию $h\nu$ одному электрону. Часть энергии электрона затрачивается на совершение работы выхода A на границе металл–вакуум, зависящую от свойств материала катода. Наибольшая кинетическая энергия, которую может иметь вылетевший из катода фотон, определяется законом сохранения энергии:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_3 = hv - A.$$

Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта: $hv = A + \frac{mv^2}{2}$.

Уравнение Эйнштейна отражает закон сохранения энергии для фотоэффекта. С помощью уравнения Эйнштейна можно объяснить все закономерности внешнего фотоэффекта. Из него следуют линейная зависимость максимальной кинетической энергии от частоты и независимость от интенсивности света, существование красной границы, безынерционность фотоэффекта. Общее число электронов, покидающих за 1 с поверхность катода, должно быть пропорционально числу фотонов, падающих за то же время на поверхность. Следовательно, ток насыщения прямо пропорционален интенсивности светового потока.

Как следует из уравнения Эйнштейна, тангенс угла наклона прямой, выражающий зависимость запирающего потенциала U_3 от частоты ν (рис. 17.4), равен отношению постоянной Планка h к заряду электрона e :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{e}.$$

Это позволяет экспериментально определить значение постоянной Планка. Такие измерения были выполнены Р. Милликемом (1914 г.) и дали хорошее согласие со значением, найденным Планком. Эти измерения позволили также определить

работу выхода A : $A = h\nu_{\min} = \frac{hc}{\lambda_{\text{кр}}}$,

где c — скорость света; $\lambda_{\text{кр}}$ — длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта. У большинства металлов работа выхода A составляет несколько электрон-вольт ($1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж). Значение постоянной Планка равно: $h = 4,136 \cdot 10^{-15}$ эВ·с.

Среди металлов наименьшей работой выхода обладают щелочные металлы. Например, у натрия $A = 1,9$ эВ, что соответствует красной границе фотоэффекта $\lambda_{\text{кр}} \approx 680$ нм. Поэтому соединения щелочных металлов (Cs, Rb и др.) используют для создания катодов в фотоэлементах, предназначенных для регистрации видимого света.

Фотоэлементы с внешним фотоэффектом. Прибор, с помощью которого осуществляется превращение энергии излучения в электрическую энергию, называется фотоэлементом.

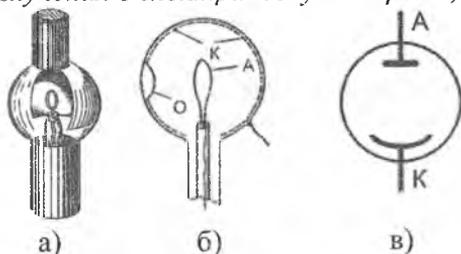


Рис.17.5

Внешний вид а), устройство б) и условное изображение в) фотоэлемента показаны на рис. 17.5.

Внутренняя поверхность стеклянного баллона, из которого удален воздух, покрывается светочувствительным слоем К с «окном» О для доступа света внутрь баллона.

В центре баллона помещается металлическое кольцо А. От светочувствительного слоя К и кольца А делают выводы для присоединения к электрической цепи. Для получения светочувствительного слоя часто используются щелочные металлы, имеющие низкую работу выхода и поэтому чувствительные к видимому свету. Изготавливают также фотоэлементы, чувствительные только к ультрафиолетовому излучению.

В фотоэлементах с внешним фотоэффектом происходит превращение лишь незначительной части энергии излучения в электрическую, поэтому в качестве источников электрической энергии они не применяются. Эти фотоэлементы используются для автоматического управления электрическими цепями с помощью сигналов, создаваемых видимым и ультрафиолетовым излучением.

К достоинствам таких фотоэлементов относится их безынерционность и пропорциональность фототока интенсивности излучения, что позволяет использовать их в фотометрии. К недостаткам относятся: слабый ток в цепи фотоэлемента.

Внутренний фотоэффект. При облучении полупроводника связанные электроны поглощают проникающие в него фотоны и переходят в свободное состояние, таким образом, увеличивается концентрация свободных носителей зарядов и повышается проводимость полупроводника.

Генерация свободных носителей зарядов в полупроводнике, происходящая вследствие облучения полупроводника, называется внутренним фотоэффектом.

При внешнем фотоэффекте электроны вырываются из вещества, а при внутреннем остаются внутри него.

Для генерации свободных носителей зарядов в полупроводнике нужна меньшая энергия, чем для вырывания электронов из вещества, поэтому внутренний фотоэффект можно вызвать более длинноволновым излучением, чем внешний. У некоторых полупроводников внутренний фотоэффект создается инфракрасным излучением, что имеет важное практическое значение (приборы ночного видения). Дополнительная проводимость полупроводника, обусловленная облучением, называется *фотопроводимостью*.

Внутренний фотоэффект лежит в основе принципа работы фотосопротивлений и фотоэлементов.

Устройства, действие которых основано на использовании фотопроводимости полупроводников, называются *фотосопротивлениями (фоторезисторами)*. Их применяют для автоматического управления электрическими цепями с помощью световых сигналов. В отличие от фотоэлементов фотосопротивления можно использовать в цепях переменного тока, поскольку их электрическое сопротивление не зависит от направления тока.

Фотосопротивление (рис.17.6 а) состоит из полупроводника, обладающего значительной фоточувствительностью, с достаточно большой поверхностью для облучения. Так как полупроводник при комнатной температуре обладает очень малой проводимостью, то в отсутствие освещения в цепи течет слабый (темный) ток. При освещении полупроводника его сопротивление уменьшается, и ток в цепи усиливается, возрастая по мере увеличения освещенности.

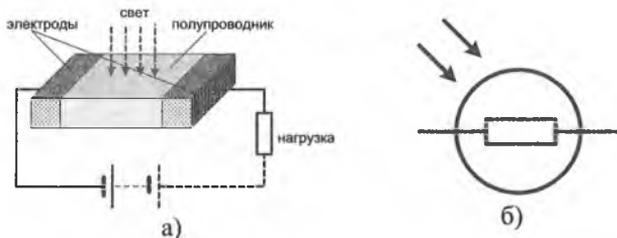


Рис. 17.6

Условное изображение фоторезисторов показано на рис.17.6 б. В качестве материала для фотоспротивлений используется кремний Si, селен Se, сернистый таллий Tl_2S , сернистый висмут Bi_2S_3 , сернистый кадмий CdS и др.. Каждый из этих материалов имеет свои физико-технические особенности, определяющие область его применения. Например, наибольшая фоточувствительность различных полупроводников падает на различные интервалы длин волн. Хорошими фотоэлектрическими свойствами обладает CdS, он реагирует только на излучение с длиной волны 0,5 мкм, а его сопротивление при освещении может уменьшаться в миллион раз.

К достоинствам фотоспротивлений относятся: высокая фоточувствительность, большой срок службы, малые размеры, простота изготовления, возможность выбора фотоспротивления для нужного интервала длин волн, в частности, и для инфракрасной области.

К недостаткам относятся: отсутствие прямой пропорциональности между током в цепи и интенсивностью освещения, влияние на величину сопротивления температуры окружающей среды, инерционность. Последний недостаток объясняется тем, что рекомбинация электронов и дырок после прекращения освещения происходит за время от одной до сотен микросекунд, поэтому при быстрых изменениях светового потока проводимость полупроводника не успевает следовать за этими изменениями.

Вентильный фотоэффект

Вентильный фотоэффект – возникновение ЭДС при освещении контакта двух разных полупроводников.

Вентильный фотоэффект используется для превращения энергии излучения в электрическую энергию в полупроводниковых фотоэлементах с p-n переходом. Большое распространение получили кремниевые фотоэлементы, используемые для преобразования энергии солнечного излучения в электрическую энергию и получившие название *солнечных батарей*.

Элемент кремниевой солнечной батареи представляет собой пластину кремния n-типа, окруженную слоем кремния p-типа, толщиной около одного микрометра с контактами для присоединения к внешней цепи (рис. 17.7).

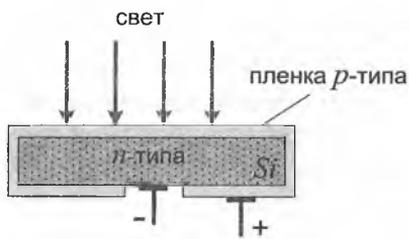


Рис. 17.7

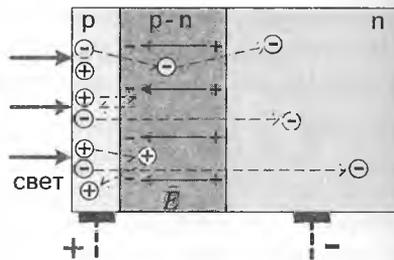


Рис. 17.8

При освещении поверхности элемента (рис.17.8) в тонком наружном слое p -типа генерируются пары «электрон — дырка», большинство которых, не успев рекомбинировать вследствие малой толщины слоя, попадает в $p-n$ переход.

В $p-n$ переходе происходит разделение зарядов: под действием поля \vec{E} электроны перебрасываются в n -область, а дырки отбрасываются в p -область.

Это означает, что при освещении между электродами возникает ЭДС, значение которой достигает примерно 0,5 В.

При замыкании электродов элемент может создавать ток до 25 мА с каждого квадратного сантиметра освещаемой поверхности.

Наибольшая чувствительность кремниевых фотоэлементов приходится на зеленые лучи, т.е. на длины волн, которым соответствует максимум энергии солнечного излучения. Этим объясняется их довольно высокий КПД 11-12% и доходит до 20%. Солнечные батареи, устанавливаемые на искусственных спутниках Земли и космических кораблях, дают электрическую энергию для бортовой аппаратуры.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается корпускулярно-волновой дуализм света?
2. В чем заключается сущность гипотезы М.Планка?
3. Что представляет собой фотон? Перечислите основные свойства фотона.
4. Напишите формулу энергии фотона.

5. Как определить массу и импульс фотона?
6. В чем состоит явление фотоэффекта?
7. Нарисуйте схему установки для изучения фотоэффекта и объясните её суть.
8. Сформулируйте законы внешнего фотоэффекта.
9. Объясните законы фотоэффекта с точки зрения квантовой теории света.
10. Начертите вольт-амперную характеристику фотоэффекта и объясните ее.
11. Напишите формулу Эйнштейна для фотоэффекта и объясните ее суть.
12. Что называют красной границей фотоэффекта?
13. От чего зависит кинетическая энергия фотоэлектронов?
14. Как на опыте определяется скорость фотоэлектронов?
15. Что называют внутренним фотоэффектом?
16. Что называют фотоэлементом? Объясните устройство и принцип работы.
17. Каков принцип действия солнечных батарей

Глава 18. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ. ТЕОРИЯ АТОМА ВОДОРОДА ПО БОРУ

18.1. Квантовые постулаты Бора

В начале XIX века были открыты дискретные спектральные линии в излучении атомов водорода в видимой части спектра, и установлены математические закономерности, связывающие длины волн этих линий (И. Бальмер, 1885 г.). Наличие линейчатых спектров явилось свидетельством сложной структуры атомов.

Следующий шаг в развитии представлений об устройстве атома сделал в 1913 году датский физик Н. Бор. Бор пришел к выводу, что при описании поведения атомных систем следует отказаться от многих представлений классической физики. Он сформулировал постулаты, которым должна удовлетворять новая теория о строении атомов.

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний): *атомная система может находиться только в особых стационарных (или квантовых состояниях), каждому из которых соответствует определенная энергия E_n . В стационарных состояниях атом не излучает.*

Этот постулат находится в противоречии с классической механикой, согласно которой энергия движущегося электрона может быть любой. Он находится в противоречии и с электродинамикой, так как допускает возможность ускоренного движения электронов без излучения электромагнитных волн.

Согласно первому постулату Бора, атом характеризуется системой *энергетических уровней*, каждый из которых соответствует определенному стационарному состоянию. Механическая энергия электрона, движущегося по замкнутой траектории вокруг положительно заряженного ядра, отрицательна. Поэтому всем стационарным состояниям соответствуют значения энергии $E_n < 0$. При $E_n \geq 0$ электрон удаляется от ядра (ионизация).

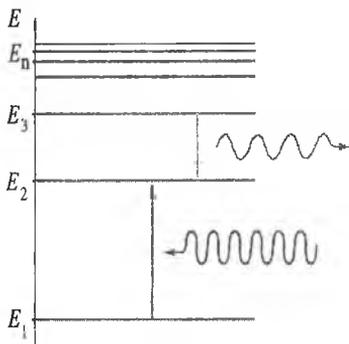


Рис. 18.1

Величина $|E_1|$ называется энергией ионизации. Состояние с энергией E_1 называется основным состоянием атома (рис. 18.1).

Второй постулат Бора (правило частот): при переходе атома из одного стационарного состояния с энергией E_n в другое стационарное состояние с энергией E_m излучается или поглощается квант, энергия которого равна разности энергий стационарных состояний:

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m,$$

где h – постоянная Планка. Отсюда частота излучения:

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}.$$

18.2. Атом водорода. Линейчатые спектры

Простейший из атомов, атом водорода явился тест объектом для теории Бора. Он содержит единственный электрон. Ядром атома является *протон* – положительно заряженная частица, заряд которой равен по модулю заряду электрона, а масса в 1836 раз превышает массу электрона. Еще в начале XIX века были открыты дискретные спектральные линии в излучении атома водорода в видимой области (*линейчатый спектр*). Закономерности, которым подчиняются длины волн (или частоты) линейчатого спектра водорода, были изучены количественно И. Бальмером (1885 г.). Совокупность спектральных линий атома водорода в видимой части спектра была названа *серией Бальмера*. Позже аналогичные серии спектральных линий были обнаружены в ультрафиолетовой и инфракрасной частях спектра.

В 1890 году И. Ридберг получил эмпирическую формулу для частот спектральных линий:

$$\nu_{nm} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Постоянная R в этой формуле называется *постоянной Ридберга*. Ее численное значение $R = 3,29 \cdot 10^{15}$ Гц.

До Бора механизм возникновения линейчатых спектров и смысл целых чисел, входящих в формулы спектральных линий водорода (и ряда других атомов), оставались непонятными.

Бор предположил, что момент импульса электрона, вращающегося вокруг ядра, может принимать только дискретные значения, кратные постоянной Планка. Для круговых орбит *правило квантования Бора* записывается в виде:

$$m_e v r_n = n \frac{h}{2\pi} \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

где m_e – масса электрона; v – его скорость; r_n – радиус стационарной круговой орбиты.

Второй закон Ньютона для электрона, вращающегося по круговой орбите радиуса r в кулоновском поле ядра, имеет вид:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

где e – элементарный заряд; ϵ_0 – электрическая постоянная.

Решая совместно формулы второго закона Ньютона и правила квантования, исключая скорость v , получим, что радиусы стационарных круговых орбит определяются выражением

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} n^2.$$

Целое число $n = 1, 2, 3, \dots$ называется в квантовой физике атома *главным квантовым числом* и является номером орбиты электрона.

Радиус первой ($n = 1$), самой близкой к ядру орбиты равен:

$$r_1 = a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м.}$$

Радиусы последующих орбит возрастают пропорционально n^2 , $r_n = r_1 n^2$.

Например, радиус третьей орбиты ($n=3$) равен:

$$r_3 = r_1 \cdot 9 = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м} \cdot 9 = 47,61 \cdot 10^{-11} \text{ м.}$$

Полная механическая энергия E системы из атомного ядра и электрона, обращающегося по стационарной круговой орбите радиусом r_n , равна:

$$E_n = E_k + E_p = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}$$

$E_p < 0$, так как между электроном и ядром действуют силы притяжения. Подставляя в эту формулу выражения для v^2 и r_n ,

получим: $E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}$. При $n=1$ энергия электрона в основном

состоянии равна $E_1 = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} = -21,68 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = -13,53 \text{ эВ}$.

Это значение энергии является энергией ионизации атома водорода.

Энергии последующих орбит определяются по формуле:

$$E_n = \frac{E_1}{n^2}$$

Согласно второму постулату Бора, при переходе электрона с одной стационарной орбиты с энергией E_n на другую стационарную орбиту с энергией $E_m < E_n$, атом испускает квант света, частота ν_{nm} которого, равна $\Delta E_{nm} / h$:

$$\nu_{nm} = \frac{\Delta E_{nm}}{h} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Эта формула в точности совпадает с эмпирической формулой Ридберга для спектральных серий атома водорода, если принять

постоянную R равной: $R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3}$.

Подстановка числовых значений m_e , e , ϵ_0 и h в эту формулу дает результат $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$, который согласуется с эмпирическим значением R .

Рис.18.2 иллюстрирует образование спектральных серий в излучении атома водорода при переходе электрона с высоких стационарных орбит на более низкие.

Ультрафиолетовая часть спектра:

Серия Лаймана $\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ $m = 1, n = 2, 3, 4, 5, 6 \dots$

Видимая часть спектра:

Серия Бальмера $\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ $m = 2, n = 3, 4, 5, 6 \dots$

Инфракрасная часть спектра:

$$\text{Серия Пашена } \nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad m=3, n = 4, 5, 6 \dots$$

$$\text{Серия Брэкета } \nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad m=4, n = 5, 6 \dots$$

$$\text{Серия Пфунда } \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad m=5, n = 6 \dots$$

Рис.18.2

Согласие боровской теории атома водорода с экспериментом служило веским аргументом в пользу ее справедливости. Однако попытки применить эту теорию к более сложным атомам не увенчались успехом.

18.3. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества

Французский ученый Луи де Бройль выдвинул гипотезу в 1924 г. об универсальности корпускулярно-волнового дуализма «не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы

материи наряду с корпускулярными обладают так же волновыми свойствами».

С каждым микрообъектом связаны корпускулярные характеристики (энергия E и импульс p) и волновые характеристики (частота ν и длина волны λ). Связь между этими характеристиками для частиц такая же как для фотонов:

$$E = h\nu, \quad p = \frac{h}{\lambda}.$$

Таким образом, любой частице обладающей импульсом, сопоставляется волна, длина которой вычисляется по формуле де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\nu}.$$

Для $m=1\text{г}$ и $\nu=1\text{м/с}$ $\lambda \approx 10^{-28}\text{м}$. Такая длина волны лежит за пределами доступной наблюдению области, поэтому считается, что макроскопические тела проявляют только одну сторону своих свойств - корпускулярную. Однако для электронов экспериментально подтверждены волновые свойства (дифракция электронов в опытах Дэвисона и Джермера).

Бор не смог дать физическую интерпретацию правилу квантования. Это было сделано де Бройлем на основе представлений о волновых свойствах частиц. Де Бройль предложил, что каждая орбита в атоме водорода соответствует волне, распространяющейся по окружности около ядра атома. Стационарная орбита возникает в том случае, когда волна непрерывно повторяет себя после каждого оборота вокруг ядра.

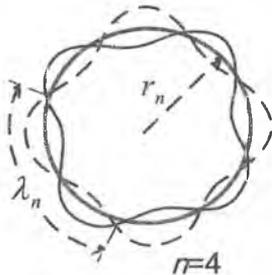


Рис.18.3

Стационарная орбита соответствует круговой стоячей волне де Бройля на длине орбиты. В стационарном квантовом состоянии атома водорода на длине орбиты должно укладываться по идее де Бройля целое число длин волн λ , т.е. $n\lambda_n = 2\pi r_n$.

Подставляя в это соотношение длину волны де Бройля $\lambda = h/p$, где $p = m_e\nu$ - импульс электрона, получим:

$$n \frac{h}{m_e v} = 2\pi r_n \text{ или } m_e v r_n = n \frac{h}{2\pi} \quad \left(\frac{h}{2\pi} = \hbar, \text{ то } m_e v r_n = n\hbar \right).$$

Таким образом, боровское правило квантования связано с волновыми свойствами электронов.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте первый и второй постулаты Бора.
2. Сформулируйте правило квантования круговых орбит.
3. Начертите схему энергетических уровней атома водорода и объясните механизм образования спектральных линий.
4. Как по теории Бора для атома водорода выводятся формулы для радиусов стационарных орбит электрона и энергий на этих орбитах?
5. Как связана частота излучения (поглощения) атома с изменением энергии электрона?
6. Как называется серия спектральных линий в видимой части спектра излучения атома водорода?
7. Напишите формулу, позволяющую вычислить частоту любой спектральной линии в спектре излучения атома водорода.
8. Чему равна постоянная Ридберга?
9. В каком случае атом излучает квант электромагнитной энергии, а в каком поглощает ее?
10. В чем суть гипотезы де Бройля?
11. Объясните формулу длины волны де Бройля.
12. Дайте физическое объяснение правила квантования Бора.

Глава 19. СТРОЕНИЕ АТОМА И АТОМНОГО ЯДРА

19.1. Строение атома

Опыт Резерфорда. Ядерная модель атома

Эксперименты по исследованию внутренней структуры атомов были выполнены Э. Резерфордом и его сотрудниками в 1909–1911 годах. Резерфорд бомбардировал атомы тяжелых элементов (золото, медь и др.) α -частицами (полностью ионизированные атомы гелия). Масса α -частиц в 7300 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен удвоенному элементарному заряду $2e$.

От радиоактивного источника, заключенного в свинцовый контейнер К α -частицы, направлялись на тонкую металлическую фольгу Ф. Рассеянные частицы попадали на экран Э, покрытый слоем кристаллов сульфида цинка, способных светиться под ударами быстрых заряженных частиц (рис. 19.1).

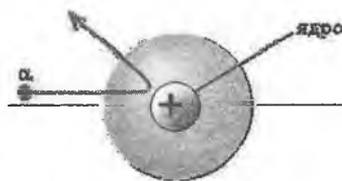


Рис. 19.1

Рис. 19.2

Было обнаружено, что большинство α -частиц проходит через тонкий слой металла, практически не испытывая отклонения. Небольшая часть частиц отклоняется на значительные углы, превышающие 30° . Очень редкие α -частицы (приблизительно одна на десять тысяч) испытывали отклонение на углы, близкие к 180° .

Этот результат находился в противоречии с моделью атома Томсона, согласно которой положительный заряд распределен по всему объему атома. При таком распределении положительный заряд не может создать сильное электрическое поле, способное

отбросить α -частицы назад. Если бы радиус шара, в котором сосредоточен весь положительный заряд атома, уменьшился в n раз, то максимальная сила отталкивания, действующая на α -частицу по закону Кулона, возросла бы в n^2 раз. Следовательно, при достаточно большом значении n α -частицы могли бы испытать рассеяние на большие углы вплоть до 180° (рис. 19.2).

Эти соображения привели Резерфорда к выводу, что атом почти пустой, и весь его положительный заряд сосредоточен в малом объеме. Эту часть атома Резерфорд назвал *атомным ядром*.

Таким образом, опыты Резерфорда привели к выводу, что в центре атома находится плотное положительно заряженное ядро, диаметр которого не превышает 10^{-14} – 10^{-15} м. Это ядро занимает только 10^{-12} часть полного объема атома, но содержит весь положительный заряд и не менее 99,95 % его массы. Веществу, составляющему ядро атома, следовало приписать колоссальную плотность порядка $\rho \approx 10^{18}$ кг/м³. Заряд ядра должен быть равен суммарному заряду всех электронов, входящих в состав атома. Было установлено, что если заряд электрона принять за единицу, то заряд ядра в точности равен номеру данного элемента в таблице Менделеева.

Резерфорд предложил *планетарную модель атома*: в центре атома располагается положительно заряженное ядро, в котором сосредоточена почти вся масса атома. Атом в целом нейтрален. Вокруг ядра, подобно планетам, вращаются электроны под действием кулоновских сил со стороны ядра (рис. 19.3).

Однако эта модель неспособна объяснить факт длительного существования атома, т.е. его устойчивость.

Рис. 19.3

По законам классической электродинамики, движущийся с ускорением заряд должен излучать электромагнитные волны, уносящие энергию. За короткое время (10^{-8} с) все электроны в атоме должны растратить всю свою энергию и упасть на ядро.

То, что этого не происходит, показывает, что внутренние процессы в атоме не подчиняются классическим законам.

19.2. Состав атомных ядер

Многочисленные экспериментальные факты убеждали, что атомные ядра, также как и сами атомы, имеют сложную структуру.

Д.Д. Иваненко и И.Е. Тамм, а также независимо В. Гейзенберг предложили протонно-нейтронную модель ядра, согласно которой *атомные ядра различных элементов состоят из двух частиц – протонов и нейтронов.*

Протон - представляет собой атом водорода, из которого удален единственный электрон. Протон p обозначается 1_1H .

Положительный заряд протона в точности равен элементарному заряду $e = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Масса протона равна

$$m_p = 1,67262 \cdot 10^{-27} \text{ кг.} = 1,007276 \cdot \text{а. е. м.}$$

Нейтрон – это элементарная частица, масса нейтрона равна $m_n = 1,67493 \cdot 10^{-27}$ кг = 1,008665 а. е. м. Масса нейтрона приблизительно на две электронные массы превосходит массу протона. Нейтрон обозначается 1_0n . Протоны и нейтроны принято называть *нуклонами.*

Число протонов, входящих в состав атомного ядра, обозначают символом Z и называют *зарядовым числом* (это порядковый номер в периодической таблице Менделеева). Заряд ядра равен Ze , где e – элементарный заряд. Число нейтронов обозначают символом N . Общее число нуклонов (т.е. протонов и нейтронов) называют *массовым числом* A : $A = Z + N$.

Ядра химических элементов обозначают символом A_ZX , где X – химический символ элемента.

Конкретное ядро с данными Z, N называется нуклидом.

Изотопами называются ядра одного и того же химического элемента, отличающиеся числом нейтронов N . Изотопы – нуклиды с одинаковыми Z . У большинства химических элементов имеется несколько изотопов. Например, у водорода три изотопа: 1_1H – обычный водород, 2_1H – дейтерий и 3_1H – тритий.

Изобары – нуклиды с одинаковыми A , но разными Z . Примером ядер изобар могут служить ядра ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{10}_6\text{C}$.

Изотоны – нуклиды с одинаковыми N ($N=A-Z$). Примером ядер изотонов могут служить ядра ${}^{13}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$.

Изомеры – ядра с одинаковыми Z и A , отличающиеся периодом полураспада. Например, изомеры ядра ${}^{80}_{35}\text{Br}$ имеют периоды полураспада 18 минут и 4,4 часа.

Размеры ядер. Если представить себе ядро как шарик определенного радиуса R , внутри которого упакованы A нуклонов, то объем такого шарика растет пропорционально A . Радиус атомного ядра определяется эмпирической формулой:

$$R = R_0 A^{1/3}, \text{ где } R_0 = (1,3 - 1,7) \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Плотность ядерного вещества одинакова для всех ядер $\sim 10^{17} \text{ кг/м}^3$.

19.3. Ядерные силы. Энергия связи ядер

Ядерные силы. Силы, удерживающие нуклоны в ядре, называются ядерными.

Они представляют собой проявление так называемого *сильного взаимодействия*. Ядерные силы примерно в 100 раз превосходят электростатические силы и на десятки порядков превосходят силы гравитационного взаимодействия нуклонов. Особенностью ядерных сил является их *короткодействующий* характер. Ядерные силы заметно проявляются лишь на расстояниях порядка размеров ядра (10^{-14} – 10^{-15} м). Протоны и нейтроны в ядре ведут себя одинаково в отношении сильного взаимодействия, т.е. ядерные силы не зависят от наличия или отсутствия у частиц электрического заряда (*зарядовая независимость*).

Энергия связи. Энергия связи ядра равна минимальной энергии, которую необходимо затратить для полного расщепления ядра на отдельные частицы.

Из закона сохранения энергии следует, что энергия связи равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра из отдельных частиц.

Масса любого ядра $M_{\text{я}}$ всегда меньше суммы масс входящих в его состав протонов и нейтронов: $M_{\text{я}} < Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}}$.

Дефектом массы называется разность масс:

$$\Delta M = Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}} - M_{\text{я}}$$

По дефекту массы можно определить с помощью формулы Эйнштейна $E = mc^2$, энергию, выделившуюся при образовании данного ядра, т.е. энергию связи ядра $E_{\text{св}}$:

$$E_{\text{св}} = \Delta Mc^2 = (Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}})c^2.$$

Эта энергия выделяется в виде излучения γ -квантов.

Рассчитаем в качестве примера энергию связи ядра гелия ${}^4_2\text{He}$, в состав которого входят два протона и два нейтрона. Масса ядра гелия $M_{\text{я}} = 4,00260$ а. е. м. Сумма масс двух протонов и двух нейтронов составляет $2m_p + 2m_n = 4,03298$ а. е. м. Следовательно, дефект массы ядра гелия равен $\Delta M = 0,03038$ а. е. м. Расчет по формуле $E_{\text{св}} = \Delta Mc^2$ приводит к следующему значению энергии связи ядра ${}^4_2\text{He}$: $E_{\text{св}} = 28,3$ МэВ. Это огромная величина. Образование 1 г гелия сопровождается выделением энергии порядка 10^{12} Дж. Такая же энергия выделяется при сгорании вагона каменного угля.

Удельная энергия связи - это энергия связи, приходящаяся на один нуклон. На рис. 19.4 приведен график зависимости удельной энергии связи от массового числа A .

Из рис. 19.4 видно, что наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра элементов средней части таблицы Менделеева.

Рис. 19.4

Для легких ядер удельная энергия связи сначала круто возрастает от 1,1 МэВ/нуклон, у дейтерия ${}^2_1\text{H}$ до 7,1 МэВ/нуклон, у гелия ${}^4_2\text{He}$.

Затем, претерпев ряд скачков, удельная энергия медленно возрастает до максимальной величины 8,7 МэВ/нуклон у элементов с массовым числом $A = 50-60$, а потом сравнительно медленно уменьшается у тяжелых элементов.

Например, у урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ она составляет 7,6 МэВ/нуклон. Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется увеличением энергии кулоновского отталкивания протонов. В тяжелых ядрах связь между нуклонами ослабевает, а сами ядра становятся менее прочными.

Существуют две возможности получения положительного энергетического выхода при ядерных превращениях:

- 1) деление тяжелых ядер на более легкие;
- 2) слияние легких ядер в более тяжелые.

19.4. Радиоактивность

Радиоактивностью называется свойство атомных ядер самопроизвольно превращаться в другие ядра с испусканием частиц.

Почти 90 % из известных 2500 атомных ядер нестабильны, то есть *радиоактивны*. У больших ядер нестабильность возникает вследствие конкуренции между притяжением нуклонов ядерными силами и кулоновским отталкиванием протонов. Не существует стабильных ядер с зарядовым числом $Z > 83$.

Явление радиоактивности было открыто в 1896 году французским физиком А. Беккерелем, который обнаружил, что соли урана испускают неизвестное излучение, способное проникать через непрозрачные для света преграды и вызывать почернение фотоземли. Французские физики Мария и Пьер Кюри обнаружили радиоактивность тория и открыли два новых радиоактивных элемента – полоний ${}^{210}_{84}\text{Po}$ и радий ${}^{226}_{88}\text{Ra}$.

α -, β - и γ -излучения. Радиоактивные ядра могут испускать частицы трех видов: положительно и отрицательно заряженные и нейтральные.

Эти три вида излучений были названы α -, β - и γ -излучениями. На рис. 19.5 изображена схема эксперимента, позволяющая обнаружить сложный состав радиоактивного излучения. В магнитном поле α - и β -лучи испытывают отклонения в противоположные стороны, причем β -лучи отклоняются значительно больше. γ -лучи в магнитном поле вообще не отклоняются. Наименьшей проникающей способностью обладает α -излучение.

Рис. 19.5

В воздухе при нормальных условиях α -лучи проходят путь в несколько сантиметров.

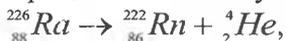
β -лучи гораздо меньше поглощаются веществом. Они способны пройти через слой алюминия толщиной в несколько миллиметров. Наибольшей проникающей способностью обладают γ -лучи, способные проходить через слой свинца толщиной 5–10 см.

α -лучи представляют собой поток α -частиц – ядер гелия ${}^4_2\text{He}$. β -лучи – это поток электронов, γ -лучи представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и вследствие этого – ярко выраженными корпускулярными свойствами, т.е. является потоком частиц – γ -квантов.

Альфа-распад. Альфа-распадом называется самопроизвольное превращение атомного ядра с числом протонов Z и нейтронов N в другое (дочернее) ядро, содержащее число протонов $Z - 2$ и нейтронов $N - 2$. При этом испускается α -частица – ядро атома гелия ${}^4_2\text{He}$. ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4}Y + {}_2^4\text{He}$.

Правило смещения при α -распаде: *В результате α -распада элемент смещается на две клетки к началу периодической системы.*

Примером такого процесса может служить α -распад радия:



α -распад ядер во многих случаях сопровождается γ -излучением.

В теории α -распада предполагается, что внутри ядер могут образовываться группы, состоящие из двух протонов и двух нейтронов, т.е. α -частица.

Бета-распад. При бета-распаде из ядра вылетает электрон. Внутри ядер электроны существовать не могут, они возникают при β -распаде в результате превращения нейтрона в протон.

При β -распаде зарядовое число Z увеличивается на единицу, а массовое число A остается неизменным. Дочернее ядро оказывается ядром одного из изотопов элемента, порядковый номер которого в таблице Менделеева на единицу превышает порядковый номер исходного ядра. ${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+1}^A Y + {}_{-1}^0 e$.

Правило смещения при β -распаде: *В результате β -распада элемент смещается на одну клетку ближе к концу периодической системы.*

Процесс превращения нейтрона в протон может происходить не только внутри ядра, но и со свободными нейтронами. Среднее время жизни свободного нейтрона составляет около 15 минут.

При распаде нейтрон ${}_0^1 n$ превращается в протон ${}_1^1 p$ и электрон ${}_{-1}^0 e$. При распаде нейтрона выделяется еще одна частица – нейтрино ${}_0^0 \tilde{\nu}_e$.
 ${}_0^1 n \rightarrow {}_1^1 p + {}_{-1}^0 e + {}_0^0 \tilde{\nu}_e$.

Аналогичный процесс происходит и внутри ядер при β -распаде. Распределение энергии, выделяющейся при β -распаде, между электроном, нейтрино и дочерним ядром носит случайный характер; β -электроны могут иметь различные скорости в широком интервале.

Пример β -распада ${}_{90}^{234} Th \rightarrow {}_{91}^{234} Pa + {}_{-1}^0 e + {}_0^0 \tilde{\nu}_e$.

Гамма-распад. В отличие от α - и β -радиоактивности γ -радио-активность ядер не связана с изменением внутренней структуры ядра и не сопровождается изменением зарядового или массового чисел. Как при α -, так и при β -распаде дочернее ядро может оказаться в некотором возбужденном состоянии и иметь избыток энергии. Переход ядра из возбужденного состояния в основное сопровождается испусканием одного или нескольких γ -квантов, энергия которых может достигать нескольких МэВ.

Закон радиоактивного распада

Радиоактивный распад имеет случайный характер и не зависит от внешних условий. Закон убывания количества $N(t)$ нераспавшихся к данному моменту времени t ядер имеет статистический характер.

Так как вероятность распада каждого ядра одинакова и неизменна во времени, то число распадов ΔN будет пропорционально количеству ядер $N(t)$ и промежутку времени Δt : $\Delta N = -\lambda N(t)\Delta t$.

λ – постоянная для данного радиоактивного вещества величина, называемая *постоянной радиоактивного распада*, она характеризует вероятность распада ядра за время $\Delta t = 1$ с.

Скорость $\frac{dN}{dt}$ (или $\frac{\Delta N}{\Delta t}$) изменения функции $N(t)$ прямо пропорциональна самой функции: $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$.

Рис. 19.6

Решение этого уравнения приводит к экспоненциальному закону:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},$$

где N_0 – начальное число радиоактивных ядер при $t = 0$. За время $\tau = 1 / \lambda$ количество нераспавшихся ядер уменьшится в $e \approx 2,7$ раза. Величину τ называют *средним временем жизни* радиоактивного ядра.

Закон радиоактивного распада удобно записать в другом виде, используя в качестве основания число 2, а не e :

$$N(t) = N_0 \cdot 2^{-t/T}.$$

T - период полураспада. За время T распадается половина имеющихся радиоактивных ядер.

Для урана $T \approx 4,5$ млрд лет, а для радия $T \approx 1600$ лет.

Величины T и τ связаны соотношением

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau \ln 2 = 0,693\tau.$$

В тех случаях, когда время t мало по сравнению с периодом полураспада T ($t \ll T$), количество распавшихся атомов ΔN можно определить по приближенной формуле: $\Delta N = \frac{0,693}{T} N_0 t$.

Методы исследования и приборы

Рассмотрим некоторые методы исследования и приборы, применяемые в ядерной физике, на примере экспериментов Чедвика, который в 1932 г. открыл нейтрон. Он исследовал излучение, возникающее при облучении бериллия α -частицами.

R

Рис.19.7

Счетчик Гейгера - прибор для регистрации заряженных частиц. Он состоит из стеклянной трубки, покрытой изнутри металлическим слоем (катод), и тонкой нити, идущей вдоль оси трубки (анод). Трубка заполняется инертным газом (аргоном) при низком давлении. Заряженная частица, пролетая в газе, вызывает ионизацию молекул. Появившиеся в результате ионизации свободные электроны ускоряются электрическим полем между анодом и катодом до энергий, при которых начинается ударная

ионизация. Возникает лавина ионов, и через счетчик проходит короткий разрядный импульс тока. При этом на сопротивлении нагрузки R образуется импульс напряжения, который подается в регистрирующее устройство. Так как сопротивление R включено последовательно с трубкой, то при увеличении напряжения на нагрузке R , напряжение между анодом и катодом трубки резко уменьшается, разряд прекращается, трубка готова для регистрации другой частицы.

Контрольные вопросы

1. Какие факты свидетельствуют о том, что атом не является «неделимым» и имеет сложную структуру?
2. Начертите и объясните схему опыта Резерфорда по рассеиванию α -частиц.
3. Объясните причину рассеивания α -частиц атомами вещества.
4. В чем сущность планетарной модели атома? Начертите и объясните ее схему.
5. В чем сущность модели атомного ядра?
6. Дайте характеристику частиц, составляющих атомное ядро.
7. Каков физический смысл зарядового и массового числа в модели атомного ядра?
8. Как в ядерной физике обозначается любой химический элемент?
9. Как определить число нейтронов в ядре любого элемента таблицы Менделеева?
10. Что называют изотопами химического элемента? Приведите примеры.
11. Почему атомная масса многих химических элементов не выражается целым числом?
12. Какими свойствами обладают ядерные силы?
13. Что называют энергией связи атомного ядра?
14. Что называют дефектом массы? Напишите формулу дефекта массы.
15. По какой формуле определяется энергия связи атомного ядра?

16. Что называют удельной энергией связи? Ядра каких химических элементов обладают максимальной удельной энергией связи?

17. Что называют радиоактивностью?

18. Какова природа и свойства α -излучения, β -излучения, γ -излучения?

19. Объясните правило смещения для α -распада и для β -распада.

20. Какие законы сохранения выполняются при радиоактивных превращениях?

21. Что называют периодом полураспада радиоактивного вещества?

22. Запишите формулу закона радиоактивного распада. Каков характер этого распада?

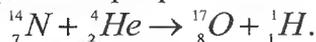
23. Объясните принцип работы счетчика Гейгера.

Глава 20. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ. АТОМНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

20.1. Ядерные реакции

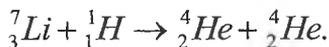
Ядерная реакция – это процесс взаимодействия атомного ядра с другим ядром или элементарной частицей, сопровождающийся изменением состава и структуры ядра и выделением вторичных частиц (или γ -квантов).

Первая ядерная реакция была осуществлена Э. Резерфордом в 1919 году. Резерфорд бомбардировал атомы азота α -частицами:

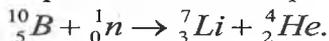


При ядерных реакциях выполняется несколько *законов сохранения*: энергии, заряда, импульса, момента импульса. При ядерных реакциях выполняется также закон сохранения *барионного заряда* (т.е. числа нуклонов – протонов и нейтронов).

Ядерные реакции могут протекать при бомбардировке атомов *быстрыми заряженными частицами* (протоны, нейтроны, α -частицы, ионы). Первая реакция такого рода была осуществлена с помощью протонов большой энергии, полученных на ускорителе:



Интересными для практического использования являются реакции, протекающие при взаимодействии ядер с нейтронами. Так как нейтроны лишены заряда, они беспрепятственно могут проникать в атомные ядра и вызывать их превращения. Например:



Энергетическим выходом ядерной реакции называется величина

$$Q = (M_A + M_B - M_C - M_D)c^2 = \Delta M c^2,$$

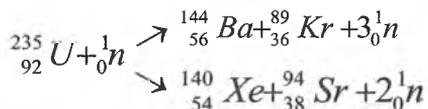
где M_A и M_B – массы исходных продуктов; M_C и M_D – массы конечных продуктов реакции. Величина ΔM называется дефектом масс. Ядерные реакции могут протекать с выделением ($Q > 0$) или с поглощением энергии ($Q < 0$). Для того чтобы ядерная реакция имела положительный энергетический выход, величина ΔM должна быть положительной.

20.2. Деление тяжелых ядер

В 1939 году немецкими учеными О. Ганом и Ф. Штрассманом было открыто деление ядер урана. Они установили, что при бомбардировке урана нейтронами возникают элементы средней части периодической системы – радиоактивные изотопы бария ($Z = 56$), криптона ($Z = 36$) и др.

Уран встречается в природе в виде двух изотопов: $^{238}_{92}\text{U}$ (99,3 %) и $^{235}_{92}\text{U}$ (0,7 %). При бомбардировке нейтронами ядра обоих изотопов могут расщепляться на два осколка. При этом реакция деления $^{235}_{92}\text{U}$ наиболее интенсивно идет на медленных (тепловых) нейтронах, в то время как ядра $^{238}_{92}\text{U}$ вступают в реакцию деления только с быстрыми нейтронами с энергией порядка 1 МэВ.

Основной интерес для ядерной энергетики представляет реакция деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$. В настоящее время известны около 100 различных изотопов с массовыми числами примерно от 90 до 145, возникающих при делении этого ядра. Две типичные реакции деления этого ядра имеют вид:



В результате деления ядра, инициированного нейтроном, возникают новые нейтроны, способные вызвать реакции деления других ядер. Кинетическая энергия, выделяющаяся при делении одного ядра урана – порядка 200 МэВ. Оценку выделяющей при делении ядра энергии можно сделать с помощью удельной энергии связи нуклонов в ядре. Удельная энергия связи нуклонов в ядрах с массовым числом $A \approx 240$ порядка 7,6 МэВ/нуклон, в то время как в ядрах с массовыми числами $A = 90-145$ удельная энергия примерно равна 8,5 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана освобождается энергия порядка 0,9 МэВ/нуклон или приблизительно 210 МэВ на один атом урана. При полном делении всех ядер, содержащихся в 1 г урана, выделяется такая же энергия, как и при сгорании 3 т угля или 2,5 т нефти.

При делении ядра урана-235, которое вызвано столкновением с нейтроном, освобождается 2 или 3 нейтрона. Эти нейтроны могут попасть в другие ядра урана и вызвать их деление. На этом этапе появятся уже от 4 до 9 нейтронов, способных вызвать новые распады ядер урана и т.д. Такой лавинообразный процесс называется *цепной реакцией*. Схема развития цепной реакции деления ядер урана, представлена на рис. 20.1.

Коэффициент размножения нейтронов k называется число равное отношению числа нейтронов в данном поколении к числу нейтронов в предыдущем поколении.

Рис. 20.1

Для осуществления цепной реакции необходимо, чтобы коэффициент размножения нейтронов был больше единицы.

При $k > 1$ реакция протекает в виде взрыва. При $k < 1$ число нейтронов убывает и цепная реакция невозможна. При $k = 1$ осуществляется управляемая реакция в реакторах.

Коэффициент размножения определяется не только числом нейтронов, образующихся в каждом элементарном акте, но и условиями, в которых протекает реакция – часть нейтронов может поглощаться другими ядрами или выходить из зоны реакции. Нейтроны, освободившиеся при делении ядер урана-235,

способны вызвать деление лишь ядер этого же урана, на долю которого в природном уране приходится всего лишь 0,7 %. Такая концентрация оказывается недостаточной для начала цепной реакции. Изотоп ${}_{92}^{238}\text{U}$ также может поглощать нейтроны, но при этом не возникает цепной реакции.

Цепная реакция в уране с повышенным содержанием урана-235 может развиваться только тогда, когда масса урана превосходит так называемую *критическую массу*. В небольших кусках урана большинство нейтронов, не попав ни в одно ядро, вылетают наружу. Для чистого урана-235 критическая масса составляет около 50 кг. Критическую массу урана можно во много раз уменьшить, если использовать *замедлители* нейтронов и *отражающие оболочки*.

Нейтроны, рождающиеся при распаде ядер урана, имеют большие скорости, а вероятность захвата медленных нейтронов ядрами урана-235 в сотни раз больше, чем быстрых. Наилучшим замедлителем нейтронов является *тяжелая вода* D_2O (обычная вода при взаимодействии с нейтронами превращается в тяжелую воду). Хорошим замедлителем является также графит, ядра которого не поглощают нейтронов. Применение замедлителей нейтронов и оболочки из бериллия, которая отражает нейтроны, позволяет снизить критическую массу до 250 г.

В атомных бомбах цепная неуправляемая ядерная реакция возникает при быстром соединении двух кусков урана-235, каждый из которых имеет массу несколько ниже критической.

20.3. Ядерный реактор

Устройство, в котором поддерживается управляемая реакция деления ядер, называется *ядерным* (или *атомным*) *реактором*.

Ядерная реакция протекает в активной зоне реактора, которая заполнена замедлителем и пронизана стержнями, содержащими обогатенную смесь изотопов урана с повышенным содержанием урана-235 (до 3 %). В активную зону вводятся регулирующие стержни, содержащие кадмий или бор, которые интенсивно поглощают нейтроны. Введение стержней в активную зону позволяет управлять скоростью цепной реакции.

Рис. 20.2

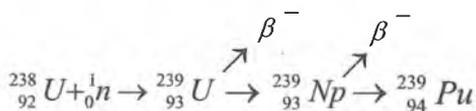
Активная зона охлаждается с помощью прокачиваемого теплоносителя, в качестве которого может применяться вода или металл с низкой температурой плавления (например, натрий, имеющий температуру плавления $98\text{ }^{\circ}\text{C}$). В парогенераторе теплоноситель передает тепловую энергию воде, превращая ее в пар высокого давления. Пар направляется в турбину, соединенную с электрогенератором. Из турбины пар поступает в конденсатор. Во избежание утечки радиации контуры теплоносителя I и парогенератора II работают по замкнутым циклам.

Турбина атомной электростанции является тепловой машиной, определяющей в соответствии со вторым законом термодинамики общую эффективность станции. У современных атомных электростанций коэффициент полезного действия приблизительно равен $\approx 33\%$. Следовательно, для производства 1000 МВт электрической мощности тепловая мощность реактора должна достигать 3000 МВт. 2000 МВт должны уноситься водой, охлаждающей конденсатор. Это приводит к локальному перегреву естественных водоемов и последующему возникновению экологических проблем.

Главная проблема применения АЭС состоит в обеспечении полной радиационной безопасности людей, работающих на атомных электростанциях, и предотвращении случайных выбросов радиоактивных веществ из активной зоны реактора. После аварий на некоторых АЭС, в частности, на АЭС в Пенсильвании (США, 1979 г.) и на Чернобыльской АЭС (1986 г.), проблема

безопасности ядерной энергетики встала с особенной остротой, при разработке ядерных реакторов этой проблеме уделяется особое внимание.

Большой практический интерес представляют реакторы, работающие без замедлителя на быстрых нейтронах. В таких реакторах ядерным горючим является обогащенная смесь, содержащая не менее 15 % изотопа ${}_{92}^{235}\text{U}$. Преимущество реакторов на быстрых нейтронах состоит в том, что при их работе ядра урана-238, поглощая нейтроны, посредством двух последовательных β^- -распадов превращаются в ядра плутония, которые затем можно использовать в качестве ядерного топлива:



Коэффициент воспроизводства таких реакторов достигает 1,5, т.е. на 1 кг урана-235 получается до 1,5 кг плутония. В обычных реакторах также образуется плутоний, но в гораздо меньших количествах. Первый ядерный реактор был построен в 1942 году в США под руководством Э. Ферми. В бывшем СССР первый реактор был построен в 1946 году под руководством И. В. Курчатова.

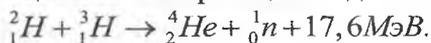
20.4. Термоядерные реакции

Второй путь освобождения ядерной энергии связан с реакциями синтеза. При слиянии легких ядер и образовании нового ядра должно выделяться большое количество энергии. Это видно из кривой зависимости удельной энергии связи от массового числа A . Вплоть до ядер с массовым числом около 60 удельная энергия связи нуклонов растет с увеличением A . Поэтому синтез любого ядра с $A < 60$ из более легких ядер должен сопровождаться выделением энергии. Общая масса продуктов реакции синтеза будет в этом случае меньше массы первоначальных частиц.

Реакции слияния легких ядер носят название *термоядерных реакций*, так как они могут протекать только при очень высоких температурах. Чтобы два ядра вступили в реакцию синтеза, они должны сблизиться на расстояние действия ядерных сил порядка $2 \cdot 10^{-15}$ м, преодолев электрическое отталкивание их положитель-

ных зарядов. Для этого средняя кинетическая энергия теплового движения молекул должна превосходить потенциальную энергию кулоновского взаимодействия. Расчет необходимой для этого температуры T приводит к величине порядка 10^8 – 10^9 К. Это чрезвычайно высокая температура. При такой температуре вещество находится в полностью ионизированном состоянии, которое называется *плазмой*.

Энергия, которая выделяется при термоядерных реакциях, в расчете на один нуклон в несколько раз превышает удельную энергию, выделяющуюся в цепных реакциях деления ядер. Так, например, в реакции слияния ядер дейтерия и трития выделяется $3,5$ МэВ/нуклон. В целом в этой реакции выделяется $17,6$ МэВ.



Это одна из наиболее перспективных термоядерных реакций.

Осуществление *управляемых термоядерных реакций* даст человечеству новый экологически чистый и практически неисчерпаемый источник энергии. Однако получение сверхвысоких температур и удержание плазмы, нагретой до миллиарда градусов, представляет собой трудную научно-техническую задачу на пути осуществления управляемого термоядерного синтеза.

На данном этапе удалось осуществить *неуправляемую реакцию синтеза* в водородной бомбе. Высокая температура, необходимая для ядерного синтеза, достигается здесь с помощью взрыва обычной урановой или плутониевой бомбы.

Энергия излучения Солнца и звезд имеет термоядерное происхождение. Термоядерные реакции играют важную роль в эволюции Вселенной.

20.5. Применение и биологическое действие радиоактивности

Интересным применением радиоактивности является метод датирования археологических и геологических находок по концентрации радиоактивных изотопов. Наиболее часто используется радиоуглеродный метод датирования. Нестабильный изотоп углерода ${}^{14}_6\text{C}$ возникает в атмосфере вследствие ядерных реакций, вызываемых космическими лучами. Небольшой процент этого изотопа содержится в воздухе наряду с обычным

стабильным изотопом $^{12}_6\text{C}$. Растения и другие организмы потребляют углерод из воздуха, и в них накапливаются оба изотопа в той же пропорции, как и в воздухе. После гибели растений они перестают потреблять углерод и нестабильный изотоп в результате β -распада постепенно превращается в азот $^{14}_7\text{N}$ с периодом полураспада 5730 лет. Путем точного измерения относительной концентрации радиоактивного углерода $^{14}_6\text{C}$ в останках древних организмов можно определить время их гибели.

Радиоактивное излучение всех видов (альфа, бета, гамма, нейтроны), а также электромагнитная радиация (рентгеновское излучение) оказывают сильное биологическое воздействие на живые организмы, которое заключается в процессах возбуждения и ионизации атомов и молекул, входящих в состав живых клеток. Под действием ионизирующей радиации разрушаются сложные молекулы и клеточные структуры, что приводит к *лучевому поражению организма*. Степень поражения живого организма зависит от поглощенной дозы излучения, равной отношению поглощенной энергии излучения E к массе облученного тела m : $D = E/m$.

Размерность поглощенной дозы: $[D] = \text{Гр}$ (грей) = 1 Дж/кг.

Предельно допустимая за год доза для человека равна 0,05 Гр. Доза в 3 - 10 Гр, полученная за короткое время, смертельна.

Однако человек может подвергаться действию ионизирующей радиации и в бытовых условиях. Серьезную опасность для здоровья человека может представлять инертный, бесцветный, радиоактивный газ радон $^{222}_{86}\text{Rn}$. Радон является продуктом α -распада радия и имеет период полураспада $T = 3,82$ сут. Радий в небольших количествах содержится в почве, в камнях, в различных строительных конструкциях. Несмотря на сравнительно небольшое время жизни, концентрация радона непрерывно восполняется за счет новых распадов ядер радия, поэтому радон может накапливаться в закрытых помещениях. Попадая в легкие, радон испускает α -частицы и превращается в полоний $^{218}_{84}\text{Po}$, который не является химически инертным веществом. Далее следует цепь радиоактивных превращений серии урана. По данным Американской комиссии радиационной безопасности и контроля, человек в среднем получает 55 %

ионизирующей радиации за счет радона и 11 % за счет медицинских обслуживаний. Вклад космических лучей составляет примерно 8 %.

Общая доза облучения, которую получает человек за жизнь, во много раз меньше *предельно допустимой дозы*, которая устанавливается для людей некоторых профессий, подвергающихся дополнительному облучению ионизирующей радиацией.

Контрольные вопросы

1. Что называют ядерными реакциями?
2. Назовите типы ядерных реакций.
3. Что называют энергетическим выходом ядерной реакции?
4. Назовите два принципиально различных способа освобождения ядерной энергии.
5. Приведите типичные реакции деления ядра ${}_{92}^{235}\text{U}$.
6. Что называют цепной ядерной реакцией?
7. Что называют коэффициентом размножения нейтронов?
8. При каких условиях возможно протекание цепной ядерной реакции?
9. Как можно уменьшить критическую массу урана?
10. Что называют ядерным реактором?
11. Что является ядерным горючим в реакторах?
12. Каково назначение замедлителя нейтронов, и какие вещества служат замедлителем нейтронов в ядерных реакторах?
13. Что используют в качестве теплоносителя в ядерных реакторах?
14. Что используется в системе управления ходом управляемой ядерной реакции деления?
15. Расскажите о превращении внутриядерной энергии в электрическую на АЭС.
16. Какие реакции называют термоядерными? Объясните, почему при синтезе легких ядер выделяется энергия.
17. Каковы условия осуществления термоядерной реакции?
18. Приведите пример термоядерной реакции и напишите её уравнение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1985.
2. Савельев И. В. Курс физики. М.: Наука, 1989. Т.1, 2, 3.
3. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 1989.
4. Оплачко Т.М., Турсунметов К.А. Физика. Т.: Чулпан, 2009. Ч. 1.
5. Оплачко Т.М., Турсунметов К.А. Физика. Т.: ILM ZIYO, 2009. Ч. 2.
6. Майсова Н.Н. Практикум по курсу общей физики. М.: Высшая школа, 1970.
7. Кортнев В.А. Практикум по физике. М.: Высшая школа, 1961.
8. Оплачко Т.М., Атабаев А. Физика. Механика. Молекулярная физика и термодинамика: Учебное пособие. Т.: ТАСИ, 2007. Ч. 1.
9. Оплачко Т.М., Атабаев А. Электричество и магнетизм: Учебное пособие. Т.: ТАСИ, 2004.
10. Оплачко Т.М., Атабаев А. Оптика: Учебное пособие. Т.: ТАСИ, 2005.
11. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. М.: Наука, 1979.
12. Шутов В.И., Сухов В.Г., Подлесный Д.В. Эксперимент в физике. Физический практикум. М.: Физматлит, 2005. 184 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

II ЧАСТЬ

ГЛАВА 1. ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ. КОНДЕНСАТОРЫ	3
ГЛАВА 2. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК	11
ГЛАВА 3. ИСТОЧНИКИ ПОСТОЯННОГО ТОКА.....	21
ГЛАВА 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ	35
ГЛАВА 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ	49
ГЛАВА 6. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ	58
ГЛАВА 7. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА	67
ГЛАВА 8. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ	79
ГЛАВА 9. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ	94
ГЛАВА 10. ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК	99
ГЛАВА 11. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА	105
ГЛАВА 12. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА	122
ГЛАВА 13. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН.....	132
ГЛАВА 14. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА.....	143
ГЛАВА 15. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА.....	155
ГЛАВА 16. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА.....	162
ГЛАВА 17. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ	175
ГЛАВА 18. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ.	186
ТЕОРИЯ АТОМА ВОДОРОДА ПО БОРУ	186
ГЛАВА 19. СТРОЕНИЕ АТОМА И АТОМНОГО ЯДРА	193
ГЛАВА 20. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ. АТОМНАЯ ЭНЕРГЕТИКА	205
ЛИТЕРАТУРА	213

Худайбердиев Саибжан Салиевич

ФИЗИКА В СТРОИТЕЛЬСТВЕ

Учебное пособие

II часть

Редактор Э.Хуснутдинова
Худ.редактор К.Бойхуджаев
Компьютерная верстка О.Фозилова

Лиц. изд. АИ 305. 22.06.2017. Подписано в печать 10.11.2018.
Формат 60x84 1/16. Усл.печ.л.12,4. Уч.-изд.л. 13,0.
Тираж 400 экз. Заказ № 32.

Издательство «IQTISOD-MOLIYA».
100000, Ташкент, ул. Амира Темура, 60^а.

Отпечатано в типографии
ООО «МЕНРДАРЫО».
100128, Ташкент, ул. Лабзак, 13.

ISBN 978-9943-13-741-7



9 789943 137417