

Министерство сельского хозяйства Российской Федерации  
ФГБОУ ВО «Красноярский государственный аграрный университет»

## **КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ**

*Рекомендовано учебно-методическим советом федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Красноярский государственный аграрный университет» для внутривузовского использования в качестве учебного пособия для студентов инженерных и технологических направлений подготовки*

Красноярск 2019

ББК 22.3я73

К 78

*Рецензенты:*

А.В. Брильков, д-р биол. наук, проф., зав. каф. современного  
естествознания СФУ

А.А. Черемисин, д-р физ.-мат. наук, проф. каф. общепрофессиональных  
дисциплин КрИЖТ – филиала ИрГУПС

***А.В. Чжан, И.Ю. Сакаш, Т.О. Чичикова  
Е.В. Богданов, В.В. Меньшиков, О.И. Наслузова  
Н.Н. Гурова***

К 78 **Краткий курс физики:** учеб. пособие / *А.В. Чжан* [и др.]; Краснояр. гос. аграр. ун-т. – Красноярск, 2019. – 123 с.

В учебном пособии в краткой форме изложены основы общей физики, которые предусмотрены программой бакалавриата высших учебных заведений. Материал включает в себя много рисунков, изложен без теоретических вкладок, прилагаемые формулы, а также следующие из них выводы приведены в упрощенном виде, что облегчает усвоение физических законов.

Предназначено для студентов инженерных и технологических направлений подготовки.

ББК 22.3я73

© Коллектив авторов, 2019

© ФГБОУ ВО «Красноярский государственный  
аграрный университет», 2019

## Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	5
Глава 1 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕХАНИКИ.....	6
<b>1.1 Кинематика движения материальной точки</b> .....	6
1.1.1 Основные понятия и определения.....	6
1.1.2 Кинематическое описание поступательного движения. ....	7
<b>1.2 Динамика материальной точки и поступательного движения твердого тела</b> .....	14
1.2.1 Первый закон Ньютона.....	14
1.2.2 Второй закон Ньютона.....	17
1.2.3 Третий закон Ньютона.....	18
<b>1.3 Работа и энергия</b> .....	18
1.3.1 Энергия, работа, мощность.....	18
1.3.2 Мощность.....	20
1.3.3 Виды механической энергии. Кинетическая энергия.....	20
1.3.4 Потенциальная энергия.....	21
1.3.5 Полная механическая энергия.....	22
<b>1.4 Динамика вращательного движения твердого тела</b> .....	23
<b>1.5 Гидродинамика</b> .....	28
1.5.1 Внутреннее трение (вязкость) жидкости. Уравнение Ньютона .....	28
1.5.2 Ньютоновские и неньютоновские жидкости.....	29
1.5.3 Ламинарное и турбулентное течения, число Рейнольдса .....	30
Глава 2 МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА .....	34
<b>2.1 Основы молекулярной физики и термодинамики</b> .....	34
2.1.1 Состояние системы. Внутренняя энергия. Равновесные и неравновесные состояния газа.....	34
2.1.2 Работа, совершаемая телом при изменении его объема.....	36
2.1.3 Уравнение состояния идеального газа. Экспериментальные газовые законы.....	37
2.1.4 Графики изопроцессов.....	39
2.1.5 Уравнение состояния идеального газа .....	41
2.1.6 Уравнение Клапейрона–Менделеева .....	42
2.1.7 Законы Авогадро и Дальтона.....	42
<b>2.2 Свойства жидкостей. Поверхностное натяжение</b> .....	43
2.2.1 Молекулы жидкости .....	43
2.2.2 Поверхностное натяжение.....	45
2.2.3 Смачивание .....	48
Глава 3 ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ .....	50
<b>3.1 Электричество</b> .....	50
3.1.1 Электростатика .....	50
3.1.2 Электростатическое поле .....	51
3.1.3 Конденсатор .....	54
3.1.4 Постоянный электрический ток.....	56
3.1.5 Закон Ома .....	59

3.1.6	Сопротивление соединения проводников .....	60
3.1.7	Графическое изображение электрической цепи .....	61
3.1.8	Переменный электрический ток .....	63
<b>3.2</b>	<b>Магнетизм .....</b>	<b>68</b>
3.2.1	Магнитное поле .....	68
3.2.2	Электромагнитная индукция.....	75
3.2.3	Классификация веществ по магнитным свойствам .....	77
Глава 4	<b>ОСНОВЫ ОПТИКИ .....</b>	<b>81</b>
<b>4.1</b>	<b>Законы геометрической оптики. Законы отражения и преломления света .....</b>	<b>81</b>
<b>4.2</b>	<b>Волновые свойства света .....</b>	<b>83</b>
4.2.1	Интерференция света .....	85
4.2.2	Дифракция света.....	89
4.2.3	Понятие кванта .....	94
4.2.4	Фотоэффект.....	95
4.2.5	Тепловое излучение нагретых тел.....	97
Глава 5	<b>АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА .....</b>	<b>102</b>
<b>5.1</b>	<b>Теория атома водорода по Бору .....</b>	<b>102</b>
5.1.1	Линейчатый спектр атома водорода.....	102
5.1.2	Модели атомов Томсона, Резерфорда, Бора.....	104
5.1.3	Постулаты Бора .....	105
5.1.4	Опыты Франка и Герца.....	107
5.1.5	Спектр атома водорода по Бору.....	109
<b>5.2</b>	<b>Элементы квантовой механики .....</b>	<b>113</b>
5.2.1	Волна де Бройля. Соотношение Гейзенберга.....	113
5.2.2	Строение и характеристики атомного ядра .....	114
5.2.3	Ядерные силы. Энергия связи.....	115
5.2.4	Закон радиоактивного распада .....	117
5.2.5	Радиоактивность .....	119
	<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>121</b>
	<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>122</b>

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Актуальность выпуска настоящего пособия связана с тем, что аудиторские часы, которые отводятся в учебных программах аграрного университета для изучения основных разделов курса физики, подверглись значительному сокращению. Это коснулось как теоретической части, т.е. лекционного курса, так и практических занятий, на некоторых специальностях в программах их вообще нет. Это, конечно, сложно понять, так как подавляющее число специальностей, по которым производится обучение в университете, технические, то есть инженерные, и поэтому без базовых знаний физического профиля трудно рассчитывать на творческий осмысленный подход будущих специалистов к решению профессиональных вопросов. Но с Министерством образования не поспоришь, поэтому для восполнения «утраченных» аудиторских часов возникла необходимость в большей самостоятельности изучения студентами основ физики.

Настоящее пособие рассчитано на самостоятельное обучение, в нем в краткой и доступной форме освещены основные вопросы по всем темам курса физики, включенные в учебные программы всех специальностей аграрного университета.

# Глава 1 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕХАНИКИ

## 1.1 Кинематика движения материальной точки

### 1.1.1 Основные понятия и определения

Простейшим видом движения материи является механическое движение, под которым понимают изменение с течением времени взаимного положения тел или их частиц в пространстве. В природе – это движение небесных тел, колебания земной коры, воздушные и водные течения и т.п.; в технике – движение различных летательных аппаратов и транспортных средств, частей двигателей, машин и механизмов, деформация элементов различных конструкций и сооружений, движение жидкостей и газов и многое другое.

Под механикой обычно понимают классическую механику Галилея–Ньютона, предметом изучения которой являются движения материальных тел (кроме элементарных частиц), совершаемые со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света. Движение макроскопических тел со скоростями порядка скорости света рассматривается релятивистской механикой, основанной на специальной теории относительности Эйнштейна. Для описания движения элементарных частиц и внутриатомных явлений законы классической механики неприменимы – они заменяются законами квантовой механики.

В соответствии с характером решаемых задач механику подразделяют на следующие разделы: кинематику, динамику и статику.

Кинематика изучает движение тел, не рассматривая причины, которые это движение обуславливают (т.е. движение тел без учета их масс и действующих на них сил).

Динамика изучает движение материальных тел под действием приложенных к ним сил. В основе динамики лежат законы механики Ньютона, из которых получаются все уравнения и теоремы, необходимые для решения задач динамики.

Статика изучает условия равновесия материальных тел под действием сил. Если известны законы движения тел, то из них можно установить и законы равновесия. Поэтому законы статики всегда рассматриваются в связи с законами динамики.

При изучении различных движений и взаимодействий в классической механике вводят в рассмотрение физические модели или научные абстракции, основными из которых являются:

– материальная точка – тело, размерами которого в условиях данной задачи можно пренебречь;

– абсолютно твердое тело – тело, которое ни при каких условиях не деформируется, т.е. расстояние между двумя его произвольными точками остается неизменным.

Основными понятиями в механике, физике и естествознании в целом являются пространство и время. Всякое материальное тело имеет объем, т.е. пространственную протяженность. Время выражает последовательность состояний материи, составляющих любой процесс, любое движение. Таким образом, пространство и время представляют собой наиболее общие формы существования материи.

Всякое движение твердого тела можно разложить на два основных вида движения – поступательное и вращательное. Поступательным движением называют движение, при котором любая прямая, жестко связанная с движущимся телом, остается параллельной самой себе. Примерами поступательного движения являются движение поршня в цилиндре двигателя, движение кабин «чертова колеса» и т.д. При вращательном движении все точки тела движутся по окружностям, центры которых лежат на одной и той же прямой, называемой осью вращения.

### **1.1.2 Кинематическое описание поступательного движения**

Положение материальной точки в пространстве в данный момент времени определяется по отношению к какому-либо другому телу, которое называется телом отсчета. С ним связывается система отсчета – совокупность системы координат и часов, связанных с телом, по отношению к которому изучается движение каких-нибудь других материальных точек. Выбор системы отсчета зависит от задач исследования. При кинематических исследованиях все системы отсчета равноправны (декартова, полярная). В декартовой системе координат положение точки  $M$  может быть определено тремя способами:

1) с помощью координат  $x, y, z$  –  $M(x, y, z)$ , в этом случае говорят, что материальная точка обладает тремя степенями свободы (рисунок 1.1);

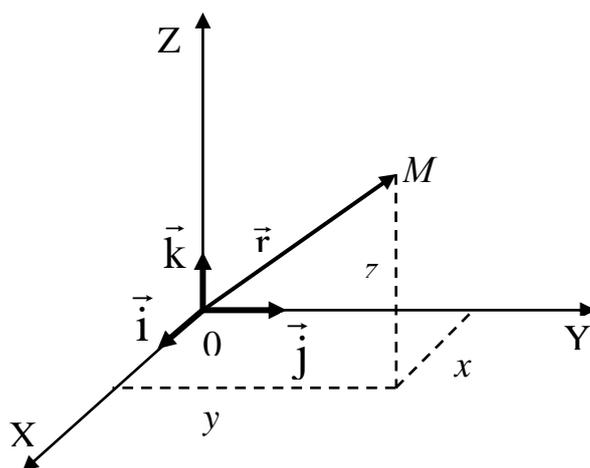


Рисунок 1.1 – Точка  $M$  в системе координат

2) с помощью радиус-вектора  $\vec{r}$  ;

3) естественным (траекторным), который применяется обычно тогда, когда известна траектория движения точки по отношению к выбранной системе отсчета. При движении материальной точки ее координаты с течением времени изменяются. В общем случае ее движение определяется системой уравнений:

$$\begin{cases} x = x(t); \\ y = y(t); \\ z = z(t). \end{cases} \quad (1.1)$$

или векторным уравнением

$$\vec{r} = \vec{r}(t) = \vec{r}(x, y, z) = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k}, \quad (1.2)$$

где  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  – орты координатных осей, т.е. единичные векторы, направленные вдоль координатных осей  $X, Y, Z$ .

Эти уравнения называются кинематическими уравнениями движения материальной точки. Число независимых координат, полностью определяющих положение точки в пространстве, называется числом степеней свободы. Следовательно, если материальная точка движется в пространстве, то она обладает тремя степенями свободы (координаты  $x, y, z$ ); если в некоторой плоскости, то двумя степенями свободы; если вдоль прямой линии, то одной степенью свободы.

Исключая время  $t$  из уравнений (1.1), получим уравнение траектории движения материальной точки.

Траекторией движения материальной точки называется линия, вдоль которой движется тело. В зависимости от формы траектории движение может быть прямолинейным и криволинейным.

Рассмотрим движение материальной точки вдоль произвольной траектории (рисунок 1.2).

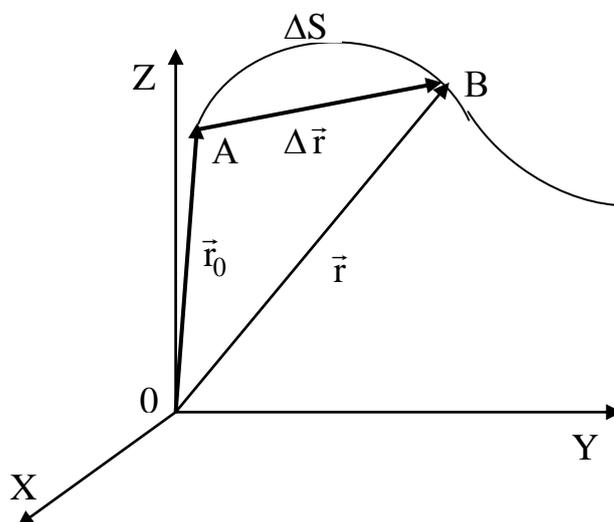


Рисунок 1.2 – Движение материальной точки вдоль произвольной траектории

Отсчет времени начнем с момента, когда точка находилась в положении  $A$ .

Длина участка траектории  $AB$ , пройденного материальной точкой с момента начала отсчета времени, называется длиной пути  $\Delta s$  (или путь) и является скалярной функцией времени:  $\Delta s = \Delta s(t)$ . Вектор, проведенный из начального положения  $A$  движущейся точки в положение  $B$  ее в данный момент времени (приращение радиуса-вектора точки за рассматриваемый промежуток времени  $\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ ), называется перемещением.

При прямолинейном движении модуль вектора перемещения равен пути

$$|\Delta \vec{r}| = \Delta s. \quad (1.3)$$

### Скорость

Самое простое движение точки – движение по прямой линии. С течением времени точка смещается вдоль прямой линии, удаляясь или приближаясь к заданной точке на данной линии. Прямая линия в этом

случае принимается за систему отсчета, относительно которой и рассматривается движение точки.

*Скорость – это векторная физическая величина, определяющая изменение перемещения тела за единицу времени.*

На практике обычно имеют дело с модулем скорости  $v = |\vec{v}|$ , и он равен величине пути, пройденного телом за единицу времени.

Пусть материальная точка движется по криволинейной траектории, и в момент времени  $t$  ей соответствует радиус-вектор  $\vec{r}_0$  (рисунок 1.3). В течение малого интервала времени  $\Delta t$  точка пройдет путь  $\Delta s$  и получит бесконечно малое перемещение. Различают среднюю и мгновенную скорости.

Вектором средней скорости называется отношение приращения радиуса-вектора точки к промежутку времени  $\Delta t$

$$\vec{v}_{cp} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (1.4)$$

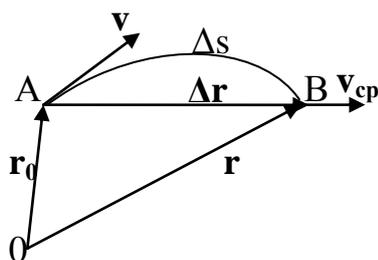


Рисунок 1.3 – Движение материальной точки по криволинейной траектории

Направление вектора средней скорости совпадает с направлением перемещения. Величина скорости в данный момент времени, в данной точке траектории – мгновенная скорость, направлена по касательной к траектории в сторону движения и равна первой производной радиуса-вектора по времени:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (1.5)$$

$$v = |\vec{v}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} \quad (1.6)$$

– модуль мгновенной скорости равен производной пути по времени.

Длина пути, пройденного точкой за промежуток времени от  $t_1$  до  $t_2$ , приближенно равна сумме длин участков равномерного движения

$$S = \sum_{i=1}^n v_i \Delta t_i, \quad (1.7)$$

которая точно равна интегралу

$$S = \int_{t_1}^{t_2} v(t) dt. \quad (1.8)$$

Геометрически путь равен площади фигуры под графиком зависимости скорости от времени.

### Ускорение. Тангенциальная и нормальная составляющие ускорения

В случае неравномерного движения для характеристики быстроты изменения скорости по модулю и направлению вводится понятие об ускорении движения.

*Среднее ускорение – векторная величина, равная отношению изменения скорости к интервалу времени или изменению скорости за единицу времени*

$$\langle \vec{a} \rangle = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}. \quad (1.9)$$

Мгновенное ускорение – векторная величина, равная первой производной скорости по времени

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (1.10)$$

Соответственно изменение скорости тела за какой-то промежуток времени равно интегралу от ускорения по времени

$$\Delta v = \int_{t_1}^{t_2} a dt. \quad (1.11)$$

В общем случае полное ускорение  $\vec{a}$  можно представить в виде векторной суммы тангенциального и нормального ускорений (рисунок 1.4):

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau = a_n \cdot \vec{n} + \vec{a}_\tau \cdot \vec{\tau}, \quad (1.12)$$

$$|\vec{a}| = a = \sqrt{a_n \cdot \vec{n} + \vec{a}_\tau \cdot \vec{\tau}}. \quad (1.13)$$

*Тангенциальная составляющая ускорения характеризует быстроту изменения модуля вектора скорости*

$$a_{\tau} = \frac{dv}{dt} = v', \quad (1.14)$$

т.е. она равна первой производной по времени от модуля скорости, определяя тем самым быстроту изменения скорости по модулю. На рисунке 4  $\vec{n}$  и  $\vec{\tau}$  – единичные вектора, направленные соответственно по нормали и касательной к траектории.

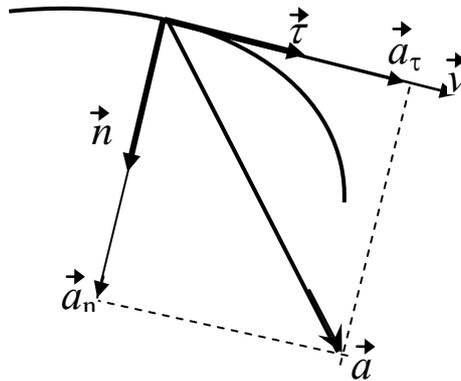


Рисунок 1.4 – Тангенциальное, нормальное и полное ускорения

Вектор скорости  $\vec{v}$  всегда направлен по касательной к траектории. Векторы  $\vec{a}_{\tau}$  и  $\vec{v}$  коллинеарны, если скорость возрастает со временем (равноускоренное движение), как на рисунке 4, и они направлены в противоположные стороны, если скорость убывает со временем (равнозамедленное движение). Причем  $a_{\tau} = 0$  при равномерном движении и  $a_{\tau} \neq 0$  при равнопеременном движении.

Нормальная составляющая ускорения равна

$$a_n = \frac{v^2}{R}, \quad (1.15)$$

где  $v$  – скорость;

$R$  – радиус кривизны траектории в данный момент движения по криволинейной траектории.

Радиус кривизны траектории представляет собой радиус окружности, которая совпадает с ней на данном участке траектории на бесконечно малом ее участке. Центр такой окружности называют центром кривизны для данной точки кривой.

Итак, тангенциальная составляющая ускорения характеризует быстроту изменения скорости по модулю (направлена по касательной к траектории), а нормальная составляющая ускорения – быст-

роту изменения скорости по направлению (направлена к центру кривизны траектории).

Движение материальной точки может быть следующих видов:

1)  $a_\tau = 0, a_n = 0$  – прямолинейное равномерное движение ( $s = vt$ );

2)  $a_\tau = \text{const} \neq 0, a_n = 0$  – прямолинейное равнопеременное движение. При таком виде движения

$$a_\tau = a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v_2 - v_1}{t_2 - t_1}. \quad (1.16)$$

Если начальный момент времени  $t = 0$ , а начальная скорость  $v_1 = v_0$ , то, обозначив  $t_2 = t$  и  $v_2 = v$ , получим

$$a = \frac{v - v_0}{t}, \quad (1.17)$$

откуда

$$v = v_0 + at. \quad (1.18)$$

Проинтегрировав это выражение в пределах от нуля до произвольного момента времени, получим формулу для нахождения длины пути, пройденного точкой при равнопеременном движении

$$s = \int_0^t v dt = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2}; \quad (1.19)$$

3)  $a_\tau = f(t), a_n = 0$  – прямолинейное движение с переменным ускорением;

4)  $a_\tau = 0, a_n = \text{const}$  – скорость по модулю не изменяется,  $a_n = \frac{v^2}{r}$ ,

откуда видно, что радиус кривизны должен быть постоянным. Следовательно, данное движение по окружности является равномерным;

5)  $a_\tau = 0, a_n \neq 0$  – равномерное криволинейное движение;

6)  $a_\tau = \text{const}, a_n \neq 0$  – криволинейное равнопеременное движение;

7)  $a_\tau = f(t), a_n \neq 0$  – криволинейное движение с переменным ускорением.

## 1.2 Динамика материальной точки и поступательного движения твердого тела

### 1.2.1 Первый закон Ньютона

Кинематика описывает движение тел, не затрагивая его причины. Динамика изучает движение тел в связи с теми причинами (взаимодействие между телами), которые обуславливают тот или иной характер движения. Основные законы механики установлены итальянским физиком и астрономом Галилеем (1564–1642) и окончательно сформулированы английским ученым Ньютоном.

Динамика является основным разделом механики, в ее основе лежат три закона Ньютона, сформулированные им в 1687 г. Законы Ньютона играют исключительную роль в механике и являются (как и все физические законы) обобщением большого количества опытных фактов.

*Первый закон Ньютона* (закон инерции) формулируется следующим образом: всякое тело (материальная точка) сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока воздействие со стороны других тел не заставит его изменить это состояние.

Свойство тела сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения при отсутствии или взаимном уравнивании внешних воздействий называется инертностью. Если на тело действует неуравновешенная система сил, то инертность сказывается в том, что изменение состояния покоя или движения тела происходит постепенно, а не мгновенно. При этом движение изменяется тем медленнее, чем больше инертность тела. Мерой инертности тела при поступательном движении является масса.

Первый закон Ньютона выполняется не во всякой системе отсчета. Системы, в которых он выполняется, называются инерциальными системами отсчета. Инерциальной системой отсчета является такая система, относительно которой свободная материальная точка, не подверженная воздействию других тел, движется равномерно и прямолинейно или по инерции. Система отсчета, движущаяся по отношению к инерциальной системе отсчета с ускорением, является неинерциальной, и в ней не выполняются ни закон инерции, ни второй закон Ньютона, ни закон сохранения импульса.

Опытным путем установлено, что инерциальной можно считать гелиоцентрическую (звездную) систему отсчета (начало координат находится в центре Солнца, а оси проведены в направлении определенных звезд). Система отсчета, связанная с поверхностью Земли, строго говоря, неинерциальна, однако эффекты, обусловленные ее неинерциальностью (Земля вращается вокруг собственной оси и вокруг Солнца), при решении многих задач пренебрежимо малы, и в этих случаях ее можно считать инерциальной.

Из опыта известно, что при одинаковых воздействиях различные тела приобретают различные ускорения. Ускорение зависит не только от величины воздействия, но и от свойств самого тела (от его массы).

Опыт показывает, что любое тело противится попыткам изменить его состояние движения. Это свойство называют инертностью. *Мерой инертности служит масса.* Определение массы производят путем сравнения с эталоном. Масса тела  $m$  – скалярная физическая величина, являющаяся одной из основных характеристик материи, определяющая ее инерционные (инертная масса) и гравитационные (гравитационная масса) свойства.

Чтобы описывать воздействия, упоминаемые в первом законе Ньютона, вводят понятие силы. Под действием сил тела либо изменяют скорость движения, т.е. приобретают ускорения (динамическое проявление сил), либо деформируются, т.е. изменяют свою форму и размеры (статическое проявление сил). В каждый момент времени сила характеризуется числовым значением, направлением в пространстве и точкой приложения. Итак, *сила  $\vec{F}$  – это векторная величина, являющаяся мерой механического действия на рассматриваемое тело со стороны других тел.* Механическое взаимодействие может осуществляться как между контактирующими телами (например, при трении, при давлении тел друг на друга), так и между удаленными телами (через поля – гравитационные, электромагнитные и т.п.).

Если на рассматриваемое тело действует несколько сил, то его поступательное движение будет таким же, как если бы на тело действовала результирующая сила, равная векторной сумме отдельных сил

$$\vec{F} = \sum \vec{F}_i. \quad (1.20)$$

Выражение (1.20) определяет принцип суперпозиции для силы.

Группу рассматриваемых тел называют системой тел. Силы взаимодействия между телами, входящими в систему, называют внутренними. Силы, действующие на тела, входящие в систему, со стороны тел, не входящих в систему, называют внешними. Систему называют замкнутой (изолированной), если на нее не действуют внешние силы.

Согласно многочисленным опытам, можно отметить следующие закономерности. Под действием силы материальная точка изменяет свою скорость не мгновенно, а постепенно, т.е. приобретает конечное по величине ускорение, которое тем меньше, чем больше масса материальной точки. Если два тела с разными массами  $m_1$  и  $m_2$  испытывают одинаковые воздействия ( $F_1 = F_2$ ), то тела движутся с ускорениями, обратно пропорциональными их массам

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{a_1}{a_2}. \quad (1.21)$$

Таким образом, сравнение масс двух тел, на которые действует одна та же сила, сводится к сравнению ускорений этих тел. Взяв некоторое тело за эталон массы, можно сравнивать массу любого тела с этим эталоном. В физике в качестве основной единицы массы принят килограмм. Килограмм есть масса эталонной гири из платино-иридиевого сплава, хранящейся в Севре (Франция) в Международном бюро мер и весов.

В классической механике выделяют два свойства массы:

– масса – величина аддитивная, т.е. масса тела равна сумме масс его составных частей;

–  $m = const$  и не зависит от характера движения тела.

Импульсом  $\vec{p}$  или количеством движения называют произведение массы тела на его скорость

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v}. \quad (1.22)$$

Импульсом системы материальных точек называют векторную сумму импульсов отдельных материальных точек, из которых эта система состоит

$$\vec{p} = \sum \vec{p}_i = \sum m_i \cdot \vec{v}_i. \quad (1.23)$$

В релятивистской механике импульс частицы также определяется выражением (1.23), только масса  $m$  зависит от скорости  $v$  согласно формуле

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (1.24)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;

$m_0$  – постоянная для данной частицы величина, называемая ее массой покоя.

Масса покоя совпадает с массой, рассматриваемой в классической механике.

## 1.2.2 Второй закон Ньютона

Второй закон Ньютона – основной закон динамики поступательного движения – отвечает на вопрос, как изменяется механическое движение материального объекта (точки, тела) под действием приложенных к нему сил.

*Второй закон Ньютона гласит, что скорость изменения импульса тела равна действующей на тело силе*

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}. \quad (1.25)$$

Уравнение (1.25) называют уравнением движения тела. Под  $\vec{F}$  в уравнении (1.25) понимают результирующую силу, определяемую соотношением (1.20).

Заменив, согласно (1.22), импульс  $\vec{p}$  произведением  $m \cdot \vec{v}$  и учитывая, что в классической механике масса остается постоянной, можно представить второй закон Ньютона в виде

$$m \cdot \vec{a} = \vec{F}, \quad (1.26)$$

где  $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ .

Таким образом, мы пришли к другой формулировке второго закона Ньютона: *произведение массы тела на его ускорение равно действующей на тело силе.*

Единица силы в СИ – ньютон (Н): 1 Н – сила, которая массе в 1 кг сообщает ускорение 1 м/с<sup>2</sup> в направлении действия силы:  $1 \text{ Н} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2}$ .

В технике широко применяют внесистемную единицу измерения силы – килограмм-сила (кгс; кГ), которая определяется как сила, сообщаемая массе в 1 кг ускорение 9,81 м/с<sup>2</sup>. Из этого определения следует, что  $1 \text{ кгс} = 1 \text{ кГ} = 9,81 \text{ Н}$ . Второй закон Ньютона справедлив толь-

ко в инерциальных системах отсчета. В механике большое значение имеет принцип независимости действия сил: если на материальную точку действует одновременно несколько сил, то каждая из этих сил сообщает материальной точке ускорение согласно второму закону Ньютона, как будто других сил не было.

### 1.2.3 Третий закон Ньютона

Механическое воздействие тел друг на друга носит характер их взаимодействия: если тело 1 действует на тело 2 с силой  $\vec{F}_{21}$ , то и тело 2 в свою очередь действует на тело 1 с силой  $\vec{F}_{12}$ . Третий закон Ньютона утверждает, что силы взаимодействия двух материальных точек равны по модулю, противоположны по направлению и действуют вдоль прямой, соединяющей эти точки

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}. \quad (1.27)$$

Эти силы приложены к разным материальным точкам (телам), всегда действуют парами и являются силами одной природы.

*Примеры, иллюстрирующие третий закон Ньютона*

1. Человек прыгает с лодки на берег. Он толкает лодку назад с силой  $\vec{F}_{12}$ , а сам испытывает со стороны лодки силу  $\vec{F}_{21}$ , направленную в сторону, противоположную направлению  $\vec{F}_{12}$ . Поэтому человек и лодка движутся в прямо противоположных направлениях.

2. Камень массой  $m$  падает с обрыва на землю с ускорением  $g$ . Он притягивается к земле с такой же по величине силой, что и земля к камню. Просто мы не замечаем движения Земли, так как ее масса  $M$  во много раз превышает массу  $m$  камня, следовательно, ускорение  $\vec{a}$ , с которым движется Земля, ничтожно мало по сравнению с ускорением  $g$ .

## 1.3 Работа и энергия

### 1.3.1 Энергия, работа, мощность

*Энергией называется способность тел совершать работу.*

Она является универсальной мерой различных форм движения и взаимодействия. С различными формами движения материи связывают различные формы энергии: механическую, тепловую, электромагнитную, ядерную и др. В одних явлениях форма движения материи не

изменяется (например, горячее тело нагревает холодное), в других – переходит в иную форму (например, в результате трения механическое движение превращается в тепловое). Однако во всех случаях энергия, отданная (в той или иной форме) одним телом другому телу, равна энергии, полученной вторым телом.

Изменение механического движения тела вызывается силами, действующими на него со стороны других тел. Чтобы количественно охарактеризовать процесс обмена энергией между взаимодействующими телами, в механике вводится понятие работы силы. Работа является мерой изменения энергии.

Если тело движется прямолинейно и на него действует постоянная сила  $\vec{F}$ , которая составляет некоторый угол  $\alpha$  с направлением перемещения  $\vec{s}$ , то работа  $A$  этой силы равна скалярному произведению этих векторов, т.е. произведению проекции силы  $F_s$  на направление перемещения ( $F_s = F \cdot \cos \alpha$ ), умноженной на перемещение точки приложения силы.

$$A = (\vec{F} \cdot \vec{S}) = F \cdot S \cdot \cos \alpha . \quad (1.28)$$

Если вектор силы и направление перемещения образуют острый угол ( $\cos \alpha > 0$ ), работа положительная. Если угол  $\alpha$  – тупой ( $\cos \alpha < 0$ ), работа отрицательная. При  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  работа равна нулю.

Если при перемещении точки приложения сила изменяется как по величине, так и по направлению, то нужно вычислить элементарную работу  $dA$  на каждом бесконечно малом участке пути  $dS$ , равную  $F_s \cdot dS$ , а затем сложить значения всех элементарных работ вдоль всего участка пути, например от точки 1 до точки 2 (рисунок 1.5).

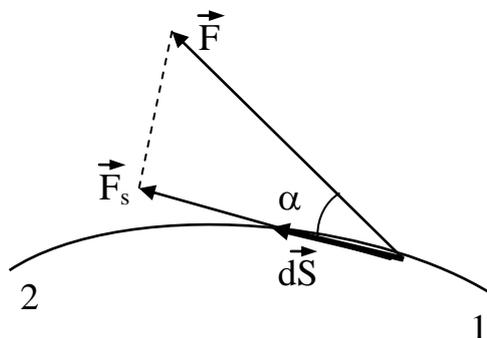


Рисунок 1.5 – Малый участок пути

Эта сумма приводится к интегралу

$$A = \int_1^2 dA = \int_1^2 (\vec{F} \cdot d\vec{S}) = \int_1^2 F_S \cdot dS = \int_L F_S \cdot dS, \quad (1.29)$$

который называется криволинейным интегралом вдоль траектории 12 (часто кривую 12 обозначают одной буквой  $L$ ).

Единица работы – джоуль (Дж): 1 Дж – работа, совершаемая силой в 1 Н при перемещении на 1 м при условии, что направление силы совпадает с направлением перемещения (1 Дж = 1 Н · м).

### 1.3.2 Мощность

На практике имеет значение не только величина совершенной работы, но и время, в течение которого она совершается. Чтобы охарактеризовать скорость совершения работы, вводят понятие мощности.

Мощность – это работа, совершаемая силой за единицу времени. Если за время  $dt$  совершается работа  $dA$ , то мощность равна

$$P = \frac{dA}{dt}. \quad (1.30)$$

За время  $dt$  сила  $\vec{F}$  совершает работу  $(\vec{F} \cdot d\vec{S})$ , и мощность, развиваемая этой силой, в данный момент времени

$$P = \frac{\vec{F} \cdot d\vec{S}}{dt} = (\vec{F} \cdot \vec{v}), \quad (1.31)$$

т.е. равна скалярному произведению вектора силы на вектор скорости, с которой движется точка приложения этой силы;  $P$  – величина скалярная.

Единица мощности – ватт (Вт): 1 Вт – мощность, при которой за 1 с совершается работа в 1 Дж  $\left(1 \text{ Вт} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{с}}\right)$ . В СГС – 1 эрг/с  $\left(1 \text{ Вт} = 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{с}}\right)$ . внесистемная единица измерения мощности – лошадиная сила (л.с.),  $1 \text{ л.с.} = 735 \text{ Вт}$ .

### 1.3.3 Виды механической энергии Кинетическая энергия

В механике различают два вида энергии: кинетическую и потенциальную. Кинетической энергией называют механическую энергию всякого свободно движущегося тела и измеряют ее той работой, кото-

рую могло бы совершить тело при его торможении до полной остановки.

Пусть тело  $B$ , движущееся со скоростью  $\vec{v}$ , начинает взаимодействовать с другим телом  $C$  и при этом тормозится. Следовательно, тело  $B$  действует на тело  $C$  с некоторой силой  $\vec{F}$  и на участке пути  $S$  совершает *работу*

$$A = F \cdot S \cos \varphi, \quad (1.32)$$

где  $\varphi$  – угол между направлением силы и перемещением тела.

Отсюда следует определение работы. *Работой называется произведение силы на величину пути под действием этой силы и косинуса угла между ними.*

По третьему закону Ньютона на тело  $B$  одновременно действует сила  $\vec{F}$ , касательная составляющая которой  $F_\tau$  вызывает изменение численного значения скорости тела. Согласно второму закону Ньютона

$$F_\tau = m \frac{dv}{dt}. \quad (1.33)$$

Следовательно

$$dA = m \frac{dv}{dt} \cdot ds = m \frac{ds}{dt} dv = mv dv. \quad (1.34)$$

Работа, совершаемая телом до полной его остановки, равна

$$A = \int_0^v mv dv = \frac{mv^2}{2}. \quad (1.35)$$

Итак, кинетическая энергия поступательно движущегося тела равна половине произведения массы этого тела на квадрат его скорости

$$E_k = A = \frac{mv^2}{2}. \quad (1.36)$$

Из формулы (1.36) видно, что кинетическая энергия тела не может быть отрицательной ( $E_k \geq 0$ ).

### 1.3.4 Потенциальная энергия

*Потенциальная энергия – это механическая энергия системы тел, связанная с силами их взаимодействия и поэтому зависящая от характера этих сил и от расстояния между ними.*

Например, в поле сил тяжести вблизи поверхности Земли потенциальная энергия тела имеет вид

$$\Pi = mgh, \quad (1.37)$$

где  $h$  – высота, отсчитанная от уровня, для которого принято  $\Pi = 0$ .

Поскольку начало отсчета  $\Pi$  можно выбирать произвольно, потенциальная энергия может иметь отрицательные значения. Если, например, принять за нуль потенциальную энергию тела, находящегося на поверхности Земли, то потенциальная энергия тела, лежащего на дне ямы глубиной  $h'$ , будет равна

$$\Pi = -mgh' \quad (1.38)$$

Отметим, что кинетическая энергия отрицательной быть не может.

Потенциальной энергией может обладать не только система взаимодействующих тел, но и отдельно взятое упруго деформированное тело. В этом случае потенциальная энергия зависит от взаимного расположения отдельных частей тела, например от расстояния между соседними витками пружины.

Как для сжатия, так и для растяжения пружины на величину  $x$  необходимо затратить работу

$$A = \frac{1}{2}kx^2. \quad (1.39)$$

Эта работа идет на увеличение потенциальной энергии пружины. Следовательно, зависимость потенциальной энергии пружины от удлинения  $x$  имеет вид

$$\Pi = \frac{1}{2}kx^2. \quad (1.40)$$

### 1.3.5 Полная механическая энергия

В общем случае тело может обладать одновременно и кинетической, и потенциальной энергией. Их сумма образует полную механическую энергию  $W$

$$W = E_k + E_n. \quad (1.41)$$

Например, тело  $M$ , находящееся на высоте  $h$  над поверхностью Земли и движущееся относительно Земли со скоростью  $v$ , обладает полной энергией

$$E = \frac{mv^2}{2} + mgh. \quad (1.42)$$

## 1.4 Динамика вращательного движения твердого тела

### Характеристики динамики вращательного движения

#### Движение твердого тела

При вращательном движении все точки тела движутся по окружностям, центры которых лежат на одной и той же прямой, называемой осью вращения. Для описания вращательного движения нужно задать положение в пространстве оси вращения и угловую скорость тела в каждый момент времени.

Линейная скорость точки вращающегося твердого тела равна

$$\vec{v}_i = [\vec{\omega}, \vec{r}_i]. \quad (1.43)$$

Разбив тело на элементарные массы  $\Delta m_i$ , можно представить его как систему МТ, взаимное расположение которых остается неизменным. Любая из этих элементарных масс может находиться под воздействием внутренних и внешних сил. Напишем для каждой элементарной массы уравнение второго закона Ньютона

$$\Delta m_i a_i = \vec{f}_i + \vec{F}_i, \quad (1.44)$$

где  $\vec{f}_i$  и  $\vec{F}_i$  – результирующие всех внутренних и всех внешних сил, действующих на данную элементарную массу. Суммируя, для всех элементарных масс имеем

$$\sum_i \Delta m_i a_i = \sum_i \vec{f}_i + \sum_i \vec{F}_i; \quad \sum_i \vec{f}_i = 0. \quad (1.45)$$

Однако сумма всех внутренних сил, действующих в системе, равна нулю. Поэтому можно упростить так

$$\sum_i \Delta m_i a_i = \sum_i \vec{F}_i. \quad (1.46)$$

Используя определение центра инерции, можно записать:

$$\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta m_i \vec{r}_i}{m}. \quad (1.47)$$

$$\vec{r}_c'' = \frac{1}{m} \sum m_i \cdot \vec{r}_i'' ; \quad (1.48)$$

$$m \cdot \vec{r}_c'' = m\vec{a}_c = \sum_i \Delta m_i \cdot \vec{a}_i . \quad (1.49)$$

Подставляя, имеем

$$m\vec{a}_c = \sum_i \vec{F}_i . \quad (1.50)$$

Следовательно, центр инерции твердого тела движется так, как двигалась бы МТ с массой, равной массе тела, под действием всех приложенных к телу сил.

### Момент силы

Моментом силы относительно неподвижной точки  $O$  называется физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-вектора, проведенного от оси в точку приложения силы, и силы:

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] . \quad (1.51)$$

$$M = Fr \sin \alpha \quad (1.52)$$

– модуль момента силы, где  $\alpha$  – угол между векторами  $\vec{r}$  и  $\vec{F}$ .

Так как

$$\ell = r \sin \alpha \quad (1.53)$$

– плечо силы, то момент силы можно определить как произведение силы на плечо

$$M = F\ell . \quad (1.54)$$

Единицы измерения момента силы  $[M] = \text{м} \cdot \text{Н}$ .

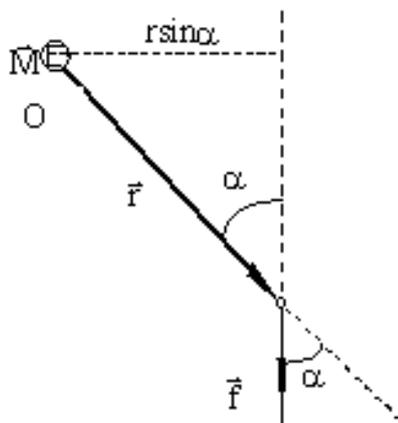


Рисунок 1.6 – Момент силы

Момент силы – вектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от  $r$  к  $F$ .

Момент суммы сил, имеющих общую точку приложения

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{f}] = [\vec{r}(\vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \dots)] = [\vec{r}, \vec{f}_1] + [\vec{r}, \vec{f}_2] + \dots = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \dots \quad (1.55)$$

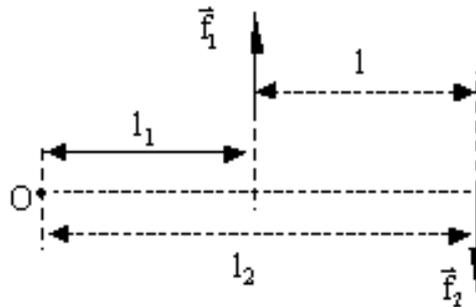


Рисунок 1.7 – Момент суммы сил

**Момент пары сил.** Парой сил называются две равные по величине и противоположно направленные силы, не действующие вдоль одной и той же прямой. Расстояние  $l$  между прямыми, вдоль которых действуют силы, называется плечом пары сил.

Покажем, что момент пары сил относительно любой точки будет один и тот же. Пусть точка лежит в плоскости, в которой действуют силы, и выполняется

$$|\vec{f}_1| = |\vec{f}_2| = f. \quad (1.56)$$

Момент силы  $\vec{f}_1$  равен  $f \cdot l_1$  и направлен к наблюдателю, момент силы  $\vec{f}_2$  равен  $f \cdot l_2$  и направлен от наблюдателя. Результирующий момент силы направлен от наблюдателя и равен

$$M = Fl_2 - Fl_1 = F(l_2 - l_1) = Fl. \quad (1.57)$$

Полученное выражение не зависит от положения точки  $O$  на плоскости, в которой лежит пара сил (рисунок 1.8).

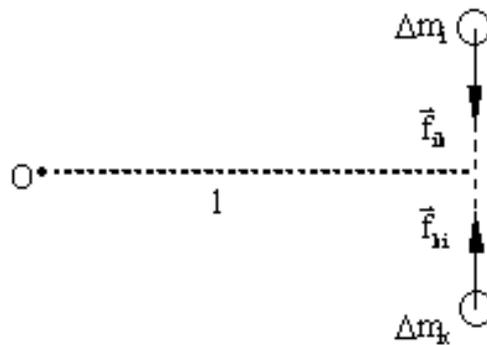


Рисунок 1.8 – Пара сил

**Суммарный момент внутренних сил.** Силы, с которыми взаимодействуют друг с другом две любые элементарные массы, лежат на одной и той же прямой. Их моменты относительно произвольной точки  $O$  равны по величине и противоположны по направлению. Поэтому моменты внутренних сил попарно уравновешивают друг друга, и сумма моментов всех внутренних сил для любой системы МТ, в частности для твердого тела, всегда равна нулю.

### Момент инерции

Инертность тел при вращательном движении зависит не только от массы тела, но и от ее распределения в пространстве относительно оси вращения.

**Момент инерции материальной точки** относительно оси вращения – величина, равная произведению массы точки на квадрат расстояния до оси вращения

$$I_i = m_i \cdot r_i^2. \quad (1.58)$$

Единица измерения момента инерции  $[I] = \text{кг} \cdot \text{м}^2$ .

Момент инерции тела относительно оси вращения равен сумме моментов инерции материальных точек, из которых состоит тело

$$I = \sum_{i=1}^n m_i \cdot r_i^2. \quad (1.59)$$

Момент инерции сплошного тела определяется интегрированием по всей массе тела

$$I = \int r^2 dm. \quad (1.60)$$

Моменты инерции некоторых сплошных тел относительно осей, проходящих через их центры масс:

1) тонкий однородный стержень, ось проходит через центр перпендикулярно стержню:  $I = \frac{m\ell^2}{12}$ ;

2) тонкий однородный стержень, ось проходит через его конец перпендикулярно стержню:  $I = \frac{m\ell^2}{3}$ ;

3) полый однородный цилиндр (обруч), ось – геометрическая ось цилиндра:  $I = \frac{m(r^2 + R^2)}{2}$ ;

4) сплошной однородный цилиндр или диск, ось – геометрическая ось цилиндра:  $I = \frac{mR^2}{2}$ ;

5) однородный шар, ось проходит через центр шара:  $I = \frac{2mR^2}{5}$ ;

6) прямоугольный параллелепипед, ось проходит через центр плоскости основания:  $I = \frac{m(a^2 + b^2)}{12}$ ;

7) тонкое кольцо, ось – геометрическая ось:  $I = m \cdot r^2$ .

**Теорема Штейнера.** Момент инерции тела относительно произвольной оси равен сумме момента инерции относительно параллельной оси, проходящей через центр масс тела  $I_0$ , и произведения массы тела на квадрат расстояния между осями

$$I = I_0 + m \cdot d^2. \quad (1.61)$$

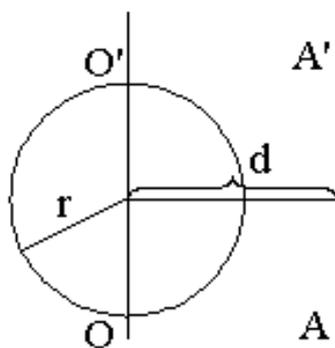


Рисунок 1.9 – Теорема Штейнера

## 1.5 Гидродинамика

### 1.5.1 Внутреннее трение (вязкость) жидкости. Уравнение Ньютона

Гидродинамика – раздел физики, в котором изучают вопросы движения несжимаемых жидкостей и их взаимодействие с окружающими телами.

В реальной жидкости, вследствие взаимного притяжения и теплового движения молекул, имеет место внутреннее трение, или вязкость. Рассмотрим это явление на следующем опыте (рисунок 1.10).

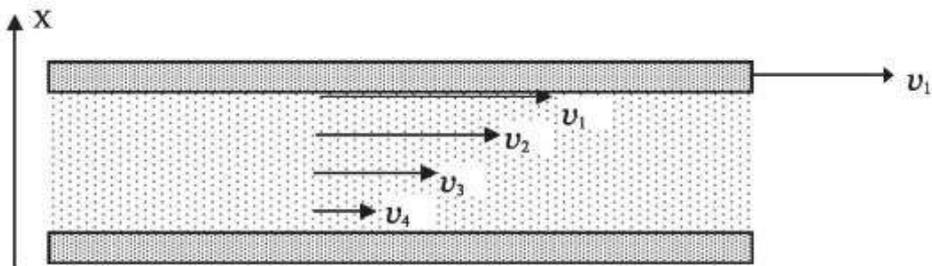


Рисунок 1.10 – Течение вязкой жидкости между пластинами

Поместим слой жидкости между двумя параллельными твердыми пластинами. Нижняя пластина закреплена. Если двигать верхнюю пластину с постоянной скоростью  $v_1$ , то с такой же скоростью будет двигаться самый верхний 1-й слой жидкости, который считаем «прилипшим» к верхней пластине. Этот слой влияет на нижележащий непосредственно под ним 2-й слой, заставляя его двигаться со скоростью  $v_2$ , причем  $v_2 < v_1$ . Каждый слой (выделим  $n$  слоев) передает движение нижележащему слою с меньшей скоростью. Слой, непосредственно «прилипший» к нижней пластине, остается неподвижным.

Слои взаимодействуют друг с другом:  $n$ -й слой ускоряет  $(n+1)$ -й слой, но замедляет  $(n+1)$ -й слой. Таким образом, наблюдается изменение скорости течения жидкости в направлении, перпендикулярном поверхности слоя (ось  $x$ ). Такое изменение характеризуют производной  $\frac{dv}{dx}$ , которую называют градиентом скорости.

Силы, действующие между слоями и направленные по касательной к поверхности слоев, называются силами внутреннего трения, или вязкости. Эти силы пропорциональны площади взаимодействующих слоев  $S$  и градиенту скорости. Для многих жидкостей силы внутреннего трения подчиняются уравнению Ньютона

$$F_{mp} = \eta \frac{dv}{dx} S, \eta = const . \quad (1.62)$$

Коэффициент пропорциональности  $\eta$  называют коэффициентом внутреннего трения, или динамической вязкостью (размерность  $\eta$  в СИ: Па·с).

## 1.5.2 Ньютоновские и неньютоновские жидкости

### Ньютоновская жидкость

Жидкость, которая подчиняется уравнению Ньютона (1.62), называют ньютоновской. Коэффициент внутреннего трения ньютоновской жидкости зависит от ее строения, температуры и давления, но не зависит от градиента скорости.

Ньютоновская жидкость – жидкость, вязкость которой не зависит от градиента скорости.

Свойствами ньютоновской жидкости обладают большинство жидкостей (вода, растворы, низкомолекулярные органические жидкости) и все газы.

Вязкость определяется с помощью специальных приборов – вискозиметров. Значения коэффициента вязкости  $\eta$  для некоторых жидкостей представлены в таблице.

Значения коэффициента вязкости  $\eta$   
для некоторых жидкостей, Па·с

Вещество	Температура, °С	$\eta$
Воздух	20	$1,8 \cdot 10^{-5}$
Вода	20	$1 \cdot 10^{-3}$
	100	$0,3 \cdot 10^{-3}$
Глицерин	20	$1,5 \cdot 10^{-3}$

### Неньютоновская жидкость

Неньютоновская жидкость – жидкость, вязкость которой зависит от градиента скорости.

Свойствами неньютоновской жидкости обладают структурированные дисперсные системы (суспензии, эмульсии), растворы и расплавы некоторых полимеров, многие органические жидкости и др.

При прочих равных условиях вязкость таких жидкостей значительно больше, чем у ньютоновских жидкостей. Это связано с тем, что благодаря сцеплению молекул или частиц в неньютоновской жидкости образуются пространственные структуры, на разрушение которых затрачивается дополнительная энергия.

### 1.5.3 Ламинарное и турбулентное течения, число Рейнольдса

В жидкости течение может быть ламинарным или турбулентным. На рисунке 1.11 это показано для одной окрашенной струи жидкости, текущей в другой.

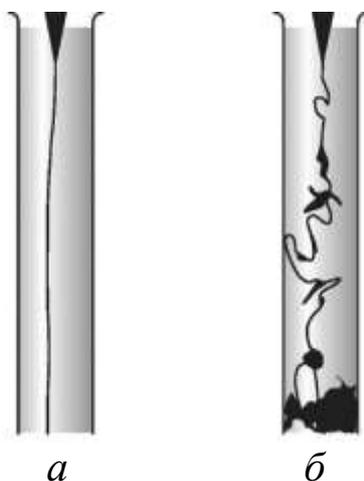


Рисунок 1.11 – Ламинарное (*a*) и турбулентное (*б*) течения струи жидкости

В случае *a* струя окрашенной жидкости сохраняет неизменную форму и не смешивается с остальной жидкостью. В случае *б* окрашенная струя разрывается случайными завихрениями, картина которых меняется с течением времени. К турбулентному течению понятие «трубка тока» неприменимо.

Ламинарное (слоистое) течение – такое течение, при котором слои жидкости текут, не перемешиваясь, скользя друг относительно друга. Ламинарное течение является стационарным – скорость течения в каждой точке пространства остается постоянной.

Рассмотрим ламинарное течение ньютоновской жидкости в трубе радиусом  $R$  и длиной  $L$ , давления на концах которой постоянны ( $P_1$  и  $P_2$ ). Выделим цилиндрическую трубку тока радиуса  $r$  (рисунок 1.12).

На жидкость внутри этой трубки действуют сила давления

$$F_d = \pi r^2 (P_1 - P_2) \quad (1.63)$$

и сила вязкого трения

$$F_{\text{тр}} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot \eta \cdot \frac{dv}{dr}, \quad (1.64)$$

где  $2 \cdot \pi \cdot r \cdot L$  – площадь боковой поверхности.

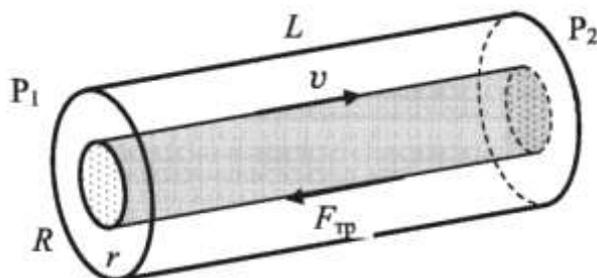


Рисунок 1.12 – Трубка тока и действующая на нее сила трения

Так как течение стационарное, сумма этих сил равна нулю

$$\pi r^2 (P_1 - P_2) - 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot \eta \cdot \frac{dv}{dr} = 0. \quad (1.65)$$

Скорость течения от расстояния до оси трубки

$$v = \frac{P_1 - P_2}{4 \cdot L \cdot \eta} (R^2 - r^2). \quad (1.66)$$

В соответствии с приведенным выражением имеет место параболическая зависимость скорости  $v$  слоев жидкости от расстояния от них до оси трубы  $r$  (огибающая всех векторов скорости есть парабола) (рисунок 1.13).

Наибольшую скорость имеет слой, текущий вдоль оси трубы ( $r = 0$ ), слой, «прилипший» к стенке ( $r = R$ ), неподвижен.

Скорости слоев текущей через трубку жидкости распределены по параболе (рисунок 1.13).

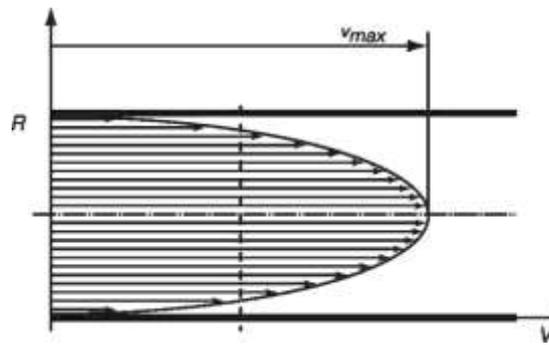


Рисунок 1.13 – Скорости слоев

Турбулентное (вихревое) течение – такое течение, при котором скорости частиц жидкости в каждой точке беспорядочно меняются. Такое движение сопровождается появлением звука. Турбулентное течение – это хаотическое, крайне нерегулярное, неупорядоченное течение жидкости. Элементы жидкости совершают движение по сложным неупорядоченным траекториям, что приводит к перемешиванию слоев и образованию местных завихрений.

Структура турбулентного течения представляет собой нестационарную совокупность очень большого числа малых вихрей, наложенных на основное «среднее течение».

При этом говорить о течении в ту или иную сторону можно только в среднем за какой-то промежуток времени.

Турбулентное течение связано с дополнительной затратой энергии при движении жидкости: часть энергии расходуется на беспорядочное движение, направление которого отличается от основного направления потока, что в случае крови приводит к дополнительной работе сердца.

### Число Рейнольдса

Понятия ламинарности и турбулентности применимы как к течению жидкости по трубам, так и к обтеканию ею различных тел. В обоих случаях характер течения зависит от скорости течения, свойств жидкости и характерного линейного размера трубы или обтекаемого тела.

Английский физик и инженер Осборн Рейнольдс (1842–1912) составил безразмерную комбинацию, величина которой и определяет характер течения. Впоследствии эта комбинация была названа числом Рейнольдса ( $Re$ )

$$\text{Re} = \frac{\rho v d}{\eta}. \quad (1.67)$$

Число Рейнольдса используют при моделировании гидро- и аэродинамических систем, в частности кровеносной системы. Модель должна иметь такое же число Рейнольдса, как и сам объект, в противном случае соответствия между ними не будет.

Важным свойством турбулентного течения (по сравнению с ламинарным) является высокое сопротивление потоку. Если бы удалось «погасить» турбулентность, то удалось бы достичь огромной экономии мощности двигателей кораблей, подводных лодок, самолетов.

При малых значениях числа Рейнольдса ( $\text{Re} < 1000$ ) наблюдается ламинарное течение, переход от ламинарного течения к турбулентному течению происходит в области  $1000 \leq \text{Re} \leq 2000$ , а при  $\text{Re} = 2300$  (для гладких труб) течение – турбулентное. Если число Рейнольдса одинаково, то режим течения различных жидкостей (газов) в трубах разных сечений одинаков.

### Формула Пуазейля

При турбулентном течении частицы жидкости приобретают составляющие скоростей, перпендикулярные течению, поэтому они могут переходить из одного слоя в другой. Скорость частиц жидкости быстро возрастает по мере удаления от поверхности трубы, затем изменяется довольно незначительно. Так как частицы жидкости переходят из одного слоя в другой, то их скорости в различных слоях отличаются мало. Из-за большого градиента скоростей у поверхности трубы обычно происходит образование вихрей.

Если на концах трубки круглого сечения радиуса  $r$  и длиной  $\ell$  создать перепад давления  $\Delta p$ , то по закону Гагена–Пуазейля через трубку в единицу времени протечет объем газа

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8\eta \ell}. \quad (1.68)$$

## Глава 2 МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

### 2.1 Основы молекулярной физики и термодинамики

#### 2.1.1 Состояние системы. Внутренняя энергия. Равновесные и неравновесные состояния газа

Система тел – это совокупность рассматриваемых тел. Всякая система может находиться в различных состояниях, отличающихся температурой, давлением, объемом и т.п.

Параметры состояния – это величины, характеризующие состояние системы.

Не всегда какой-либо параметр имеет определенное значение. Если, например, температура неодинакова в разных точках тела, то телу нельзя приписать определенное значение параметра  $T$ . В этом случае состояние системы будет неравновесным. Если такое тело изолировать и предоставить самому себе, то температура выровняется и примет одинаковое для всех точек значение  $T$  и тело перейдет в равновесное состояние. Это значение  $T$  не изменится до тех пор, пока тело не будет выведено из равновесного состояния воздействием извне.

Равновесное состояние системы – это состояние, при котором все параметры системы имеют определенные значения, остающиеся постоянными сколь угодно долго при неизменных внешних условиях.

Всякий процесс, т.е. переход системы из одного состояния в другое, связан с нарушением равновесия системы. Следовательно, при протекании в системе какого-либо процесса она проходит через последовательность неравновесных состояний. Если нарушение равновесия происходит очень медленно, то равновесие нарушается незначительно. Следовательно, в таком случае состояние системы в каждый момент времени является равновесным, и бесконечно медленный процесс будет состоять из непрерывной последовательности равновесных состояний. Такой процесс называется равновесным.

Внутренняя энергия какого-либо тела – это энергия этого тела за вычетом кинетической энергии тела как целого и потенциальной энергии тела во внешнем поле сил. При определении внутренней энергии некоторой массы газа не должна учитываться энергия движения газа вместе с сосудом и энергия, обусловленная нахождением сосуда в поле силы тяжести.

В понятие внутренней энергии включаются:

- кинетическая энергия хаотического движения молекул;
- потенциальная энергия взаимодействия между молекулами;
- внутримолекулярная энергия.

Внутренняя энергия является функцией состояния системы. Это означает, что всякий раз, когда система оказывается в данном состоянии, ее внутренняя энергия принимает присущее данному состоянию значение. Изменение внутренней энергии при переходе системы из одного состояния в другое будет всегда равно разности значений внутренней энергии в этих состояниях, независимо от пути, по которому совершался переход.

#### *Первое начало термодинамики*

Внутренняя энергия может изменяться за счет двух процессов: совершения над телом работы  $A'$  и сообщения ему количества тепла  $Q$ . Например, поршень, вдвигаемый в сосуд, перемещаясь, совершает над газом работу  $A'$ . По третьему закону Ньютона газ при этом совершает над поршнем работу  $A = A'$ .

Сообщение телу количества тепла  $Q$  не связано с перемещением тел и, следовательно, с совершением над телом макроскопической работы. В этом случае изменение внутренней энергии обусловлено тем, что отдельные молекулы более нагретого тела совершают работу над отдельными молекулами тела, нагретого менее. Совокупность микроскопических процессов, приводящих к передаче энергии от тела к телу, носит название теплопередачи.

Таким образом, приращение внутренней энергии должно быть равно сумме совершенной над системой работы и количества сообщенного системе тепла

$$U_2 - U_1 = Q + A'. \quad (2.1)$$

Обычно вместо работы внешних сил над системой  $A'$  рассматривают работу  $A = -A'$ , совершаемую системой над внешними телами. Тогда уравнение можно привести к виду

$$Q = U_2 - U_1 + A. \quad (2.2)$$

Это уравнение выражает закон сохранения энергии и представляет собой содержание первого начала термодинамики: количество тепла, сообщенное системе, идет на приращение внутренней энергии системы и на совершение системой работы над внешними телами.

Внутреннюю энергию измеряют, как и работу, в системе СИ в джоулях. Есть также особая единица – 1 калория, которая равна количеству

тепла, необходимому для нагревания 1 г воды от 19,5 до 20,5 °С. Опытным путем было установлено, что  $1 \text{ кал} = 4,18 \text{ Дж}$ . Величина  $I = 4,18 \frac{\text{Дж}}{\text{кал}}$  называется механическим эквивалентом тепла.

При вычислении совершенной системой работы или полученного системой тепла приходится разбивать рассматриваемый процесс на ряд элементарных процессов, каждый из которых соответствует малому изменению параметров системы. Первое начало термодинамики для элементарного процесса имеет вид

$$\Delta'Q = \Delta U + \Delta'A, \quad (2.3)$$

где  $\Delta'Q$  – элементарное количество тепла;

$\Delta U$  – приращение внутренней энергии;

$\Delta'A$  – элементарная работа.

Надо иметь в виду, что  $\Delta'Q$  и  $\Delta'A$  нельзя рассматривать как приращения величин  $Q$  и  $A$ . В действительности величина совершенной телом работы и количество полученного системой тепла зависят от пути перехода системы из одного состояния в другое. Следовательно, ни  $A$ , ни  $Q$  не являются функциями состояния, в силу чего нельзя говорить о запасе тепла или работы, которыми обладала бы система в различных состояниях. При этом  $\Delta U$  – это действительно приращение внутренней энергии системы.

При переходе к бесконечно малым величинам это уравнение будет иметь вид

$$dQ = dU + dA, \quad (2.4)$$

где  $dU$  – полный дифференциал.

### 2.1.2 Работа, совершаемая телом при изменении его объема

Взаимодействие данного тела с соприкасающимися с ним телами можно охарактеризовать давлением. Пусть газ заключен в цилиндрический сосуд, закрытый плотно пригнанным, легко скользящим поршнем (рисунок 2.1).

Если газ будет расширяться, он будет перемещать поршень и совершать над ним работу

$$\Delta A = f\Delta h, \quad (2.5)$$

где  $f$  – сила, с которой газ действует на поршень.

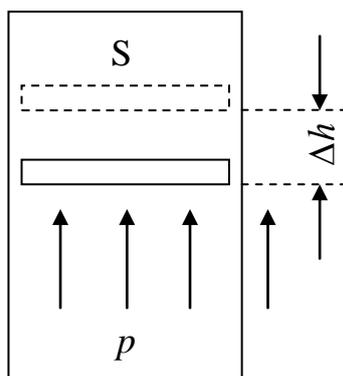


Рисунок 2.1 – Сосуд с газом

Это уравнение может быть записано так

$$\Delta A = pS\Delta h = p\Delta V, \quad (2.6)$$

где  $p$  – давление газа;

$S$  – площадь поршня;

$\Delta V = S\Delta h$  – изменение объема газа.

При сжатии газа направления перемещения и силы, с которой газ действует на поршень, противоположны, вследствие чего работа будет отрицательна.

Если давление газа постоянно, работа при изменении объема равна

$$A_{12} = p(V_2 - V_1). \quad (2.7)$$

Уравнение первого начала термодинамики для этого случая

$$dQ = dU + pdV. \quad (2.8)$$

### 2.1.3 Уравнение состояния идеального газа. Экспериментальные газовые законы

Идеальный газ – это такой газ, внутренняя энергия которого определяется только кинетической энергией составляющих его молекул. Считают, что в этом случае объем молекул равен нулю. Потенциальной энергией взаимодействия между молекулами и внутримолекулярной энергией можно пренебречь при условии, что такой газ имеет низкую плотность и находится при не слишком высоких температуре и давлении. Этому условию удовлетворяют многие газы при нормальных условиях.

Для описания состояния газа достаточно задать три макроскопических параметра – объем  $V$ , давление  $p$  и температуру  $T$ . Изменение одного из этих параметров вызывает изменение остальных.

Изопроцессы – это процессы, при которых один из параметров  $p$ ,  $V$  или  $T$  остается постоянным при данной массе газа.

Изотермический процесс – это изопроцесс, происходящий при постоянной температуре:  $T = const$ .

Закон экспериментально открыли независимо друг от друга английский химик и физик Роберт Бойль (1662) и французский физик Эдм Мариотт (1676).

Закон изотермического процесса (Бойля–Мариотта): для данной массы газа при постоянной температуре произведение давления на объем есть величина постоянная

$$p \cdot V = const, \quad (2.9)$$

или для двух состояний

$$p_1 \cdot V_1 = p_2 \cdot V_2. \quad (2.10)$$

Для осуществления изотермического процесса надо сосуд, наполненный газом, привести в контакт с термостатом.

Термостат – это прибор для поддержания постоянной температуры. Изотермическим процессом приближенно можно считать процесс медленного сжатия или расширения газа в сосуде с поршнем. Термостатом в этом случае служит окружающая среда.

Изобарный процесс – это изопроцесс, происходящий при постоянном давлении:  $p = const$ .

Закон экспериментально исследовали независимо друг от друга французские физики Жак Шарль (1787) и Жозеф Гей-Люссак (1802).

Изобарный процесс – это закон Гей-Люссака.

Закон изобарного процесса: при данной массе газа при постоянном давлении отношение объема к абсолютной температуре есть величина постоянная

$$\frac{V}{T} = const, \quad (2.11)$$

или

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}. \quad (2.12)$$

Этот закон можно записать через температуру  $t$ , измеряемую по шкале Цельсия

$$V = V_0(1 + \alpha), \quad (2.13)$$

где  $V_0$  – объем газа при  $0^\circ\text{C}$ ;

$\alpha = \frac{1}{273} \text{K}^{-1}$  – температурный коэффициент объемного расширения.

При малых плотностях температурный коэффициент объемного расширения не зависит от вида газа, т.е. одинаков для всех газов.

Получить изобарный процесс можно при помощи цилиндра с невесомым поршнем.

Изохорный процесс – это изопроецесс, происходящий при постоянном объеме:  $V = const$ .

Закон экспериментально исследовали независимо друг от друга французские физики Жак Шарль (1787) и Жозеф Гей-Люссак (1802).

Изохорный процесс в российских учебниках называют законом Шарля.

Закон изохорного процесса: при данной массе газа при постоянном объеме отношение давления к абсолютной температуре есть величина постоянная

$$\frac{P}{T} = const, \quad (2.14)$$

или

$$\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}. \quad (2.15)$$

Если температуру измерять по шкале Цельсия, то закон Гей-Люссака запишется в виде:

$$p = p_0(1 + \alpha), \quad (2.16)$$

где  $p_0$  – давление газа при  $0^\circ\text{C}$ ;

$\alpha$  – температурный коэффициент давления, оказавшийся одинаковым для всех газов.

Получить изохорный процесс можно в баллоне, который не изменяет свой объем при данном изменении температуры.

Уравнение состояния идеального газа и вытекающие из него законы Бойля–Мариотта, Гей-Люссака и Шарля достаточно точно описывают поведение реальных газов при небольших давлениях и не слишком низких температурах.

#### 2.1.4 Графики изопроецессов

Имеется три системы координат:  $(p, V)$ ,  $(V, T)$ ,  $(p, T)$ .

Графики зависимости между параметрами данной массы при постоянной температуре называются изотермами (рисунок 2.2).

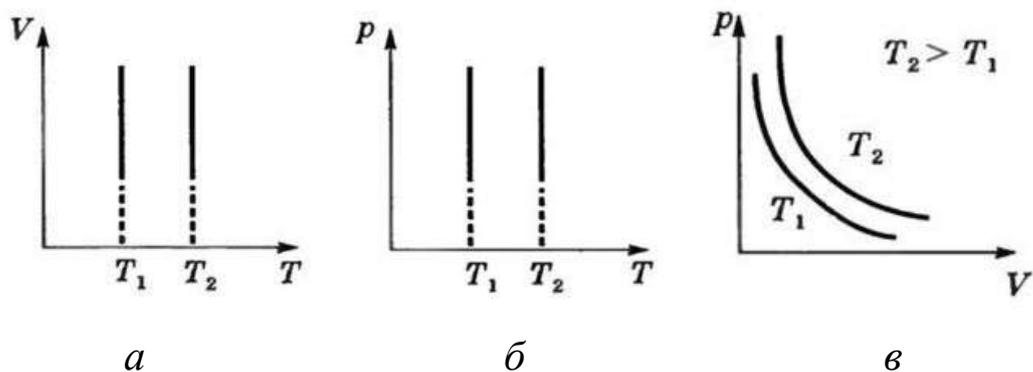


Рисунок 2.2 – Изотермы

Два изотермических процесса с температурами  $T_1$  и  $T_2$  ( $T_2 > T_1$ ). В координатах, где есть ось температуры ( $(V, T)$  и  $(p, T)$ ), графиками будут прямые, перпендикулярные оси  $T$  и проходящие через точки  $T_1$  и  $T_2$ .

Для изотермического процесса  $p \cdot V = const$ . График этой функции – гипербола (рисунок 2.2, в).

Графики зависимости между параметрами газа при постоянной массе газа и давлении называют изобарами.

Два изобарных процесса с давлениями  $p_1$  и  $p_2$  ( $p_1 > p_2$ ). В координатах, где есть ось давления ( $(p, T)$  и  $(p, V)$ ), графиками будут прямые, перпендикулярные оси  $p$  и проходящие через точки  $p_1$  и  $p_2$  (рисунок 2.3, а, б).

Для изобарного процесса

$$\frac{V}{T} = const. \quad (2.17)$$

График этой функции – прямая линия, проходящая через начало координат.

Графики зависимости между параметрами газа при постоянной массе газа и постоянном объеме называют изохорами.

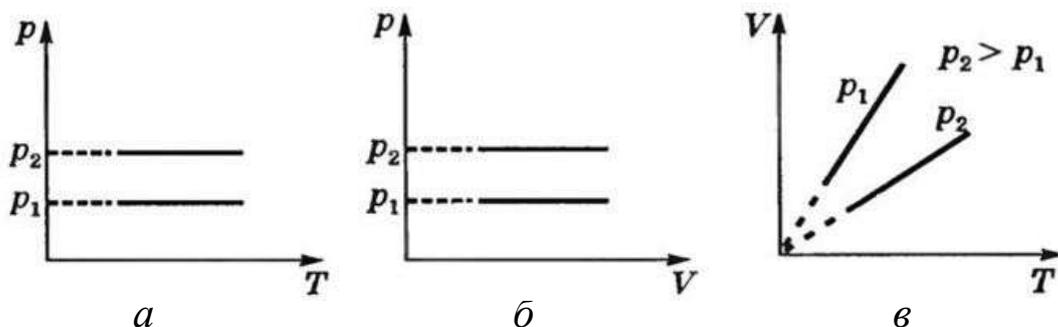


Рисунок 2.3 – Изобары

Два изохорных процесса с объемами  $V_1$  и  $V_2$  ( $V_2 > V_1$ ). В координатах, где есть ось объема ( $(V, T)$  и  $(p, V)$ ), графиками будут прямые, перпендикулярные оси  $V$  и проходящие через точки  $V_1$  и  $V_2$  (рисунок 2.4, а, б).

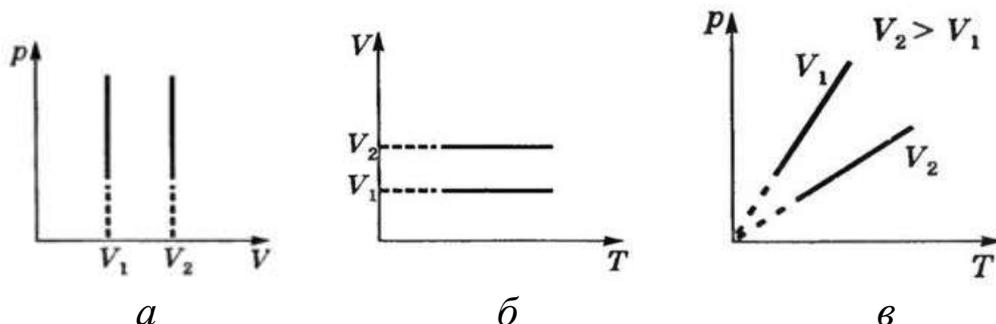


Рисунок 2.4 – Изохоры

Для изохорного процесса:

$$\frac{P}{T} = const . \quad (2.18)$$

График этой функции – прямая линия, проходящая через начало координат (рисунок 2.4, в).

Все графики изопроцессов – прямые линии (исключение, гипербола в осях  $p(V)$ ). Эти прямые проходят или через нуль, или перпендикулярно одной из осей.

Так как давление газа, его объем и температура не могут равняться нулю, то при приближении к нулевым значениям линии графика изображают пунктирными линиями.

### 2.1.5 Уравнение состояния идеального газа

В изопроцессах два параметра изменялись при постоянном значении третьего. Но возможны случаи, когда меняются сразу три параметра. Если нагретый у поверхности Земли воздух поднимается вверх, то он расширяется, давление его уменьшается и температура понижается.

Уравнение, связывающее температуру  $T$ , давление  $p$  и объем  $V$  для данной массы идеального газа, называют уравнением состояния газа.

Если  $p = n \cdot k \cdot T$ , то

$$n = \frac{N}{V}, \quad (2.19)$$

где  $N$  – число молекул.

Тогда

$$p = \frac{N}{V} \cdot k \cdot T \Rightarrow \frac{pV}{T} = kN. \quad (2.20)$$

При неизменной массе газа число молекул в нем постоянно

$$\frac{pV}{T} = const, \quad (2.21)$$

или для двух состояний

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}. \quad (2.22)$$

Соотношение (2.22) и есть уравнение состояния идеального газа. Его называют уравнением Клапейрона. Им пользуются в тех случаях, когда масса газа и его химический состав не изменяются и нужно сравнить два состояния газа.

### 2.1.6 Уравнение Клапейрона–Менделеева

Число молекул  $N$  можно выразить через постоянную Авогадро:

$$N = \frac{m}{M} N_A, \quad (2.23)$$

где  $m$  – масса газа;

$M$  – его молярная масса.

Тогда получаем:

$$\frac{pV}{T} = \frac{m}{M} k N_A \Rightarrow pV = \frac{m}{M} RT. \quad (2.24)$$

Здесь

$$R = k N_A \quad (2.25)$$

– универсальная газовая постоянная, равная  $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ .

Это тоже уравнение состояния идеального газа. Его называют уравнением Клапейрона–Менделеева. Оно справедливо для любой массы газа и связывает между собой параметры одного состояния газа.

### 2.1.7 Законы Авогадро и Дальтона

Из уравнения состояния вытекают два следствия.

1.  $N = \frac{pV}{kT}$ , если различные газы занимают при одинаковых температурах и одинаковых давлениях равные объемы, то число  $N$  моле-

кул у них тоже одинаково, т.е. вытекает установленный опытным путем закон Авогадро: при равных давлениях и температурах в одинаковых объемах любых газов содержится одинаковое число молекул.

2. Пусть в сосуде имеется смесь газов, каждый из которых при отсутствии других оказывает соответственно давление  $p_1, p_2, \dots$ , то давление смеси газов равно сумме парциальных давлений каждого из газов – это закон Дальтона, открытый им в 1801 г. экспериментально.

## 2.2 Свойства жидкостей. Поверхностное натяжение

### 2.2.1 Молекулы жидкости

Молекулы вещества в жидком состоянии расположены почти вплотную друг к другу (рисунок 2.5).

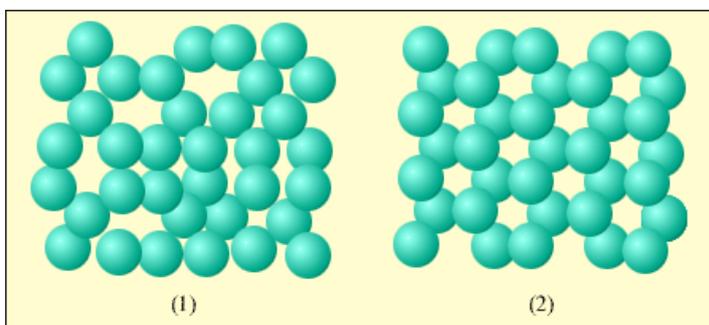


Рисунок 2.5 – Пример ближнего порядка молекул жидкости и дальнего порядка молекул кристаллического вещества: 1 – вода; 2 – лед

В отличие от твердых кристаллических тел, в которых молекулы образуют упорядоченные структуры во всем объеме кристалла и могут совершать тепловые колебания около фиксированных центров, молекулы жидкости обладают большей свободой. Каждая молекула жидкости, так же, как и в твердом теле, «зажата» со всех сторон соседними молекулами и совершает тепловые колебания около некоторого положения равновесия. Время от времени любая молекула может переместиться в соседнее вакантное место. Такие перескоки в жидкостях происходят довольно часто; поэтому молекулы не привязаны к определенным центрам, как в кристаллах, и могут перемещаться по всему объему жидкости. Этим объясняется текучесть жидкостей. Из-за сильного взаимодействия между близко расположенными молекулами они могут образовывать локальные (неустойчивые) упорядоченные группы, содержащие несколько молекул. Это явление называется ближним порядком.

Рисунок 2.6 иллюстрирует отличие газообразного вещества от жидкости на примере воды.

Молекула воды  $\text{H}_2\text{O}$  состоит из одного атома кислорода и двух атомов водорода, расположенных под углом  $104^\circ$ .

Среднее расстояние между молекулами пара в десятки раз превышает среднее расстояние между молекулами воды. В отличие от рисунка 2.5(1), где молекулы воды изображены в виде шариков, рисунок 2.6 дает представление о структуре молекулы воды.

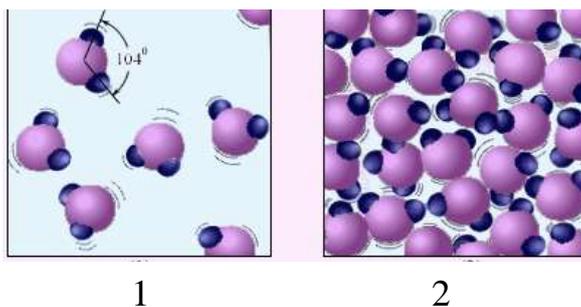


Рисунок 2.6 – Водяной пар (1) и вода (2). Молекулы воды увеличены примерно в  $5 \cdot 10^7$  раз

Вследствие плотной упаковки молекул сжимаемость жидкостей, т.е. изменение объема при изменении давления, очень мала; она в десятки и сотни тысяч раз меньше, чем в газах.

Жидкости, как и твердые тела, изменяют свой объем при изменении температуры. Для не очень больших интервалов температур относительное изменение объема  $\frac{\Delta V}{V_0}$  пропорционально изменению температуры  $\Delta T$

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \beta \Delta T. \quad (2.26)$$

Коэффициент  $\beta$  называют температурным коэффициентом объемного расширения. Этот коэффициент у жидкостей в десятки раз больше, чем у твердых тел.

Тепловое расширение воды имеет интересную и важную для жизни на Земле аномалию. При температуре ниже  $4^\circ\text{C}$  вода расширяется при понижении температуры ( $\beta < 0$ ). Максимум плотности  $\rho_v = 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$  вода имеет при температуре  $4^\circ\text{C}$ .

При замерзании вода расширяется, поэтому лед остается плавать на поверхности замерзающего водоема. Температура замерзающей воды подо льдом равна 0 °С. В более плотных слоях воды у дна водоема температура оказывается порядка 4 °С. Благодаря этому может существовать жизнь в воде замерзающих водоемов.

### 2.2.2 Поверхностное натяжение

Наиболее интересной особенностью жидкостей является наличие свободной поверхности. Жидкость, в отличие от газов, не заполняет весь объем сосуда, в который она налита. Между жидкостью и газом (или паром) образуется граница раздела, которая находится в особых условиях по сравнению с остальной массой жидкости. Молекулы в пограничном слое жидкости, в отличие от молекул в ее глубине, окружены другими молекулами той же жидкости не со всех сторон. Силы межмолекулярного взаимодействия, действующие на одну из молекул внутри жидкости со стороны соседних молекул, в среднем взаимно скомпенсированы. Любая молекула в пограничном слое притягивается молекулами, находящимися внутри жидкости (силами, действующими на данную молекулу жидкости со стороны молекул газа (или пара), можно пренебречь). В результате появляется некоторая равнодействующая сила, направленная в глубь жидкости. Если молекула переместится с поверхности внутрь жидкости, силы межмолекулярного взаимодействия совершат положительную работу. Наоборот, чтобы вытащить некоторое количество молекул из глубины жидкости на поверхность (т.е. увеличить площадь поверхности жидкости), надо затратить положительную работу внешних сил  $\Delta A_{\text{внеш}}$ , пропорциональную изменению  $\Delta S$  площади поверхности

$$\Delta A_{\text{внеш}} = \sigma \Delta S. \quad (2.27)$$

Коэффициент  $\sigma$  называется коэффициентом поверхностного натяжения ( $\sigma > 0$ ). Таким образом, коэффициент поверхностного натяжения равен работе, необходимой для увеличения площади поверхности жидкости при постоянной температуре на единицу.

В СИ коэффициент поверхностного натяжения измеряется в  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$  или в  $\frac{\text{Н}}{\text{м}}$ .

Следовательно, молекулы поверхностного слоя жидкости обладают избыточной по сравнению с молекулами внутри жидкости по-

тенциальной энергией. Потенциальная энергия  $E_p$  поверхности жидкости пропорциональна ее площади

$$E_p = A_{\text{внеш}} = \sigma \cdot S. \quad (2.28)$$

Из механики известно, что равновесным состояниям системы соответствует минимальное значение ее потенциальной энергии. Отсюда следует, что свободная поверхность жидкости стремится сократить свою площадь. По этой причине свободная капля жидкости принимает шарообразную форму. Жидкость ведет себя так, как будто по касательной к ее поверхности действуют силы, сокращающие (стягивающие) эту поверхность. Эти силы называются силами поверхностного натяжения.

Наличие сил поверхностного натяжения делает поверхность жидкости похожей на упругую растянутую пленку, с той только разницей, что упругие силы в пленке зависят от площади ее поверхности (т.е. от того, как пленка деформирована), а силы поверхностного натяжения не зависят от площади поверхности жидкости.

Некоторые жидкости, как, например, мыльная вода, обладают способностью образовывать тонкие пленки. Всем хорошо известные мыльные пузыри имеют правильную сферическую форму – в этом тоже проявляется действие сил поверхностного натяжения. Если в мыльный раствор опустить проволочную рамку, одна из сторон которой подвижна, то вся она затянется пленкой жидкости (рисунок 2.7).

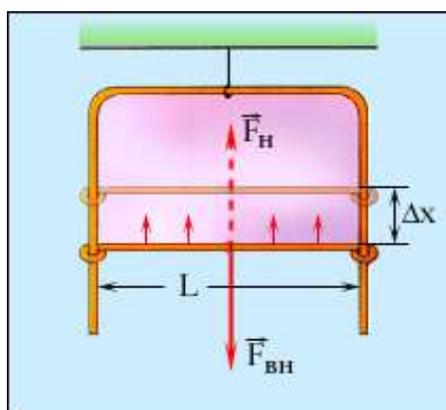


Рисунок 2.7 – Подвижная сторона проволочной рамки в равновесии под действием внешней силы  $\vec{F}_{\text{внеш}}$  и результирующей силы поверхностного натяжения  $\vec{F}_{\text{н}}$

Силы поверхностного натяжения стремятся сократить поверхность пленки. Для равновесия подвижной стороны рамки к ней нужно приложить внешнюю силу  $\vec{F}_{\text{внеш}} = -\vec{F}_{\text{н}}$ . Если под действием силы  $\vec{F}_{\text{вн}}$  перекладина переместится на  $\Delta x$ , то будет произведена работа.

Коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma$  может быть определен как модуль силы поверхностного натяжения, действующей на единицу длины линии, ограничивающей поверхность.

Из-за действия сил поверхностного натяжения в каплях жидкости и внутри мыльных пузырей возникает избыточное давление  $\Delta p$ .

Если мысленно разрезать сферическую каплю радиуса  $R$  на две половинки, то каждая из них должна находиться в равновесии под действием сил поверхностного натяжения, приложенных к границе  $2\pi \cdot R$  разреза, и сил избыточного давления, действующих на площадь  $\pi \cdot R^2$  сечения (рисунок 2.8).

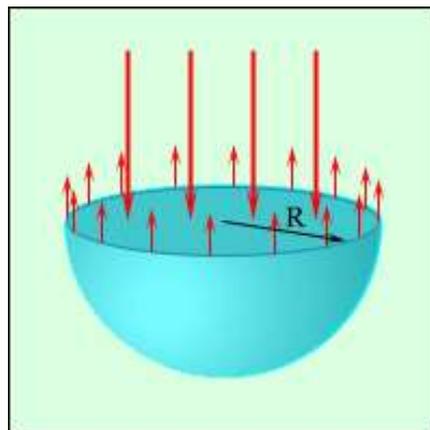


Рисунок 2.8 – Сечение сферической капли жидкости

Условие равновесия записывается в виде

$$\sigma 2\pi \cdot R = \Delta p \pi \cdot R^2. \quad (2.29)$$

Отсюда избыточное давление внутри капли равно

$$\Delta p = \frac{4\sigma}{R}. \quad (2.30)$$

Избыточное давление внутри мыльного пузыря в два раза больше, так как пленка имеет две поверхности

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R}. \quad (2.31)$$

### 2.2.3 Смачивание

Вблизи границы между жидкостью, твердым телом и газом форма свободной поверхности жидкости зависит от сил взаимодействия молекул жидкости с молекулами твердого тела (взаимодействием с молекулами газа (или пара) можно пренебречь). Если эти силы больше сил взаимодействия между молекулами самой жидкости, то жидкость смачивает поверхность твердого тела. В этом случае жидкость подходит к поверхности твердого тела под некоторым острым углом  $\theta$ , характерным для данной пары *жидкость – твердое тело*. Угол  $\theta$  называется краевым углом. Если силы взаимодействия между молекулами жидкости превосходят силы их взаимодействия с молекулами твердого тела, то краевой угол  $\theta$  оказывается тупым (рисунок 2.9).

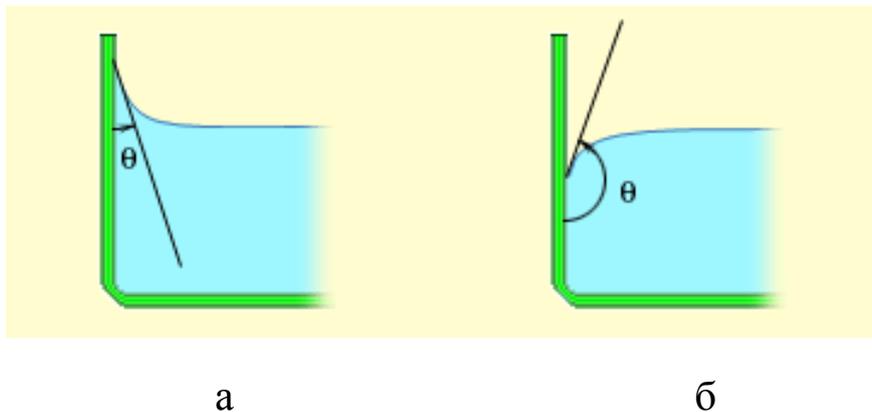


Рисунок 2.9 – Краевые углы смачивающей (а) и несмачивающей (б) жидкостей

В этом случае говорят, что жидкость не смачивает поверхность твердого тела. При полном смачивании  $\theta = 0^\circ$ , при полном несмачивании  $\theta = 180^\circ$ .

Капиллярными явлениями называют подъем или опускание жидкости в трубках малого диаметра – капиллярах. Смачивающие жидкости поднимаются по капиллярам, несмачивающие – опускаются.

На рисунке 2.10 изображена капиллярная трубка некоторого радиуса  $r$ , опущенная нижним концом в смачивающую жидкость плотности  $\rho$ .

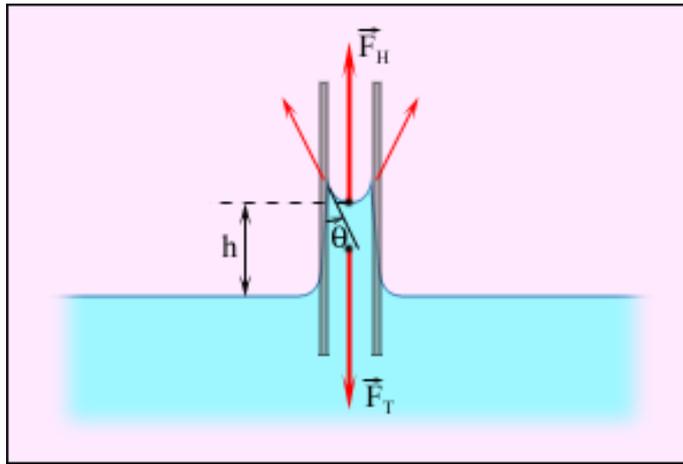


Рисунок 2.10 – Подъем смачивающей жидкости в капилляре

Верхний конец капилляра открыт. Подъем жидкости в капилляре продолжается до тех пор, пока сила тяжести  $F_T$ , действующая на столб жидкости в капилляре, не станет равной по модулю результирующей  $F_h$  сил поверхностного натяжения, действующих вдоль границы соприкосновения жидкости с поверхностью капилляра

$$F_T = F_h, \quad (2.32)$$

где

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}. \quad (2.33)$$

При полном смачивании  $\theta = 0^\circ$ ,  $\cos \theta = 1$ . В этом случае

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r}. \quad (2.34)$$

При полном несмачивании  $\theta = 180^\circ$ ,  $\cos \theta = -1$  и, следовательно,  $h < 0$ . Уровень несмачивающей жидкости в капилляре опускается ниже уровня жидкости в сосуде, в которую опущен капилляр.

Вода практически полностью смачивает чистую поверхность стекла. Наоборот, ртуть полностью не смачивает стеклянную поверхность. Поэтому уровень ртути в стеклянном капилляре опускается ниже уровня в сосуде.

## Глава 3 ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

### 3.1 Электричество

#### 3.1.1 Электростатика

*Электростатика* – раздел физики, где изучаются взаимодействия неподвижных электрических зарядов и постоянное электрическое поле.

*Электрический заряд* ( $Q$  или  $q$ ) – это неуничтожимое свойство некоторых частиц притягивать или отталкивать другие заряженные частицы и участвовать в магнитном взаимодействии. Единица величины электрического заряда – *кулон* (*Кл*). Элементарный электрический заряд –  $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Носителем отрицательного элементарного электрического заряда является электрон. Положительный электрический заряд носит элементарная частица – протон.

Свойства электрических зарядов:

– существуют два вида зарядов – положительные и отрицательные (одноименные заряды отталкиваются, разноименные притягиваются);

– электрические заряды *инвариантны* – величина заряда не зависит от того, двигается заряд или покоится относительно системы отсчета;

– электрический заряд *дискретен* – заряд любого тела составляет целое кратное от элементарного электрического заряда  $e$ ;

– электрический заряд *аддитивен* – заряд любой системы тел равен сумме зарядов тел, входящих в систему.

**Закон сохранения заряда:** алгебраическая сумма электрических зарядов любой замкнутой системы остается неизменной, какие бы процессы не происходили внутри данной системы

$$\sum_{i=1}^n Q_i = const. \quad (3.1)$$

Под замкнутой системой в данном случае подразумевается система, которая не обменивается электрическими зарядами с внешними телами.

Закон Кулона в вакууме: сила взаимодействия  $F$  между двумя неподвижными точечными зарядами, находящимися в вакууме, пропорциональна зарядам  $Q_1$  и  $Q_2$  и обратно пропорциональна квадрату расстояния  $r$  между ними

$$F = k \frac{|Q_1 \cdot Q_2|}{r^2}, \quad (3.2)$$

где  $k$  – коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц, который в системе СИ равен

$$k = \frac{1}{4\pi \cdot \varepsilon_0}. \quad (3.3)$$

Величина  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$ , тогда

$$k = \frac{1}{4\pi \cdot \varepsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{м}}{\Phi}.$$

Закон Кулона в изотропной среде

$$\vec{F} = k \frac{|q_1 \cdot q_2|}{\varepsilon \cdot \vec{r}^2} = \frac{1}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon} \cdot \frac{|q_1 \cdot q_2|}{\vec{r}^2}, \quad (3.4)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды – безразмерная величина, показывающая, во сколько раз сила взаимодействия  $F$  между зарядами в данной среде меньше их силы взаимодействия в вакууме.

### 3.1.2 Электростатическое поле

Электрическим полем называется поле, создаваемое вокруг электрических зарядов. Электростатическим полем называется поле, создаваемое вокруг неподвижных электрических зарядов. Электростатическое поле – частный случай электрического поля. Характеристики электрического поля: напряженность и потенциал.

Напряженность электростатического поля – векторная физическая величина, определяемая силой, действующей на единичный положительный заряд, помещенный в данную точку поля. Определяющая формула

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q}, \quad (3.5)$$

где  $\vec{F}$  – сила, действующая на заряд, внесенный в электрическое поле;  
 $Q$  – величина этого заряда.

Единица измерения напряженности электрического поля  $[E] = \frac{\text{В}}{\text{м}}$ .

Направление вектора  $\vec{E}$  совпадает с направлением силы  $\vec{F}$ , действующей на положительный заряд, как показано на рисунке 3.1.

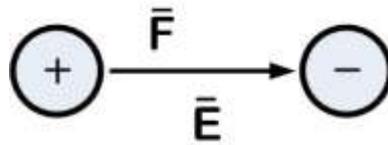


Рисунок 3.1 – Направление вектора  $\vec{E}$  и силы  $\vec{F}$

Графически электростатическое поле изображается с помощью линий напряженности электрического поля – линии, в каждой точке которой вектор напряженности электрического поля направлен по касательной. Линии напряженности электрического поля начинаются на положительных зарядах, заканчиваются на отрицательных или уходят в бесконечность. Линии не замкнуты, никогда не пересекаются и между зарядами не прерываются. Например, однородное электростатическое поле, созданное двумя разноименно заряженными пластинами (конденсатор), как показано на рисунке 3.2.

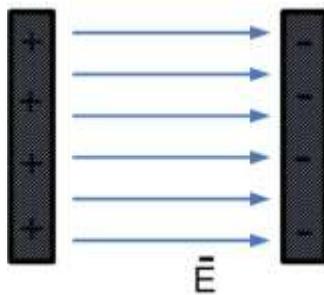


Рисунок 3.2 – Однородное электростатическое поле конденсатора

Принцип суперпозиции электростатических полей: напряженность  $\vec{E}$  результирующего поля, созданного, например, несколькими зарядами или системой зарядов, равна геометрической сумме напряженностей полей, создаваемых в данной точке каждым из зарядов в отдельности. Примеры сложения векторов напряженности  $\vec{E}$  в разных случаях.

*Случай 1.* Два положительных заряда и точка  $A$ , в которой определяют напряженность поля  $\vec{E}$ , лежат на одной прямой (рисунок 3.3).

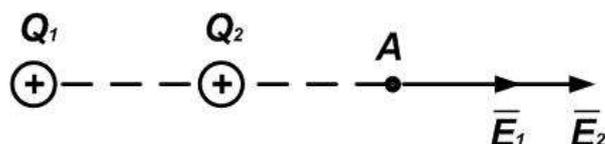


Рисунок 3.3 – Два положительных заряда и точка  $A$  лежат на одной прямой

Результирующее поле в точке  $A$  равно

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (3.6)$$

*Случай 2.* Положительный и отрицательный заряды лежат на одной прямой.

Результирующее поле в точке  $A$  равно

$$\vec{E} = \vec{E}_1 - \vec{E}_2. \quad (3.7)$$

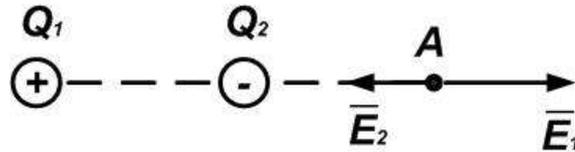


Рисунок 3.4 – Положительный и отрицательный заряды лежат на одной прямой

*Случай 3.* Положительный и отрицательный заряды лежат на одной прямой, а точка  $A$  лежит в стороне. Сложение векторов графически находится по правилу параллелограмма. Направление вектора  $\vec{E}_1$  совпадает с гипотенузой параллелограмма, как показано на рисунке 3.5.

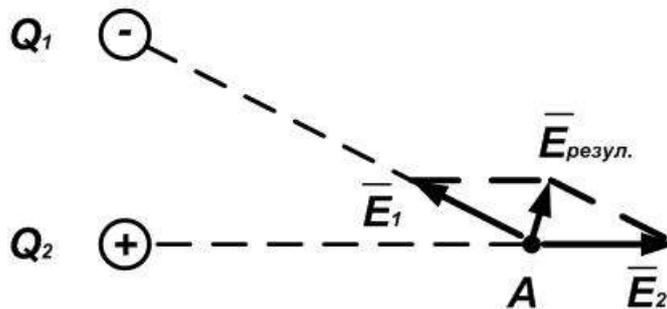


Рисунок 3.5 – Направление вектора  $\vec{E}_1$  совпадает с гипотенузой параллелограмма

Величина результирующего поля в точке  $A$  рассчитывается по формуле

$$E = \sqrt{E_1^2 - E_2^2 - 2E_1E_2 \cos(\angle E_1E_2)}. \quad (3.8)$$

Поток вектора напряженности  $E$  через площадь  $ds$  равен скалярному произведению вектору напряженности электрического поля на площадь  $ds$

$$d\Phi_E = \vec{E}dS_{\perp} = EdS \cos \alpha = E_n dS, \quad (3.9)$$

где  $\alpha$  – угол между вектором напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и нормалью  $n$  к площади  $ds$ ;

$E_n$  – проекция напряженности на нормаль к площади.

Густота линий напряженностей, пронизывающих единицу площади поверхности, перпендикулярную линиям напряженности, должна быть равна модулю вектора  $\vec{E}$ . Единица измерения  $[E] = B \cdot m$ .

Теорема Гаусса для электростатического поля – поток напряженности электростатического поля через замкнутую поверхность равен сумме электрических зарядов, которые охватывает поверхность, деленных на  $\varepsilon_0$

$$\Phi_E = \oint_s E dS = \frac{\sum_{i=1}^n Q_i}{\varepsilon_0} \cdot \int \quad (3.10)$$

Потенциальная энергия точечного заряда  $Q_0$  в поле заряда  $Q$  на расстоянии  $r$  от него

$$E_{nom} = W = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q_0 \cdot Q}{r} + const. \quad (3.11)$$

Если принять, что энергия на бесконечности равна нулю, то

$$W = k \cdot \frac{Q_0 \cdot Q}{r} \quad (3.12)$$

Потенциал электростатического поля  $\varphi$  – энергетическая характеристика электростатического поля. Потенциал в какой-либо точке электростатического поля есть скалярная физическая величина, определяемая потенциальной энергией единичного положительного заряда, помещенного в эту точку

$$\varphi = \frac{W}{Q_0}, \quad (3.13)$$

где  $W$  – потенциальная энергия, которой обладает заряд в электростатическом поле.

Единица измерения потенциала – вольт ( $\varphi = [B]$ ).

Работа, совершаемая силами электрического поля по перемещению заряда  $Q$  в электрическом поле из точки 1 в точку 2, равна

$$A = W_1 - W_2 = q(\varphi_1 - \varphi_2) = q\Delta\varphi. \quad (3.14)$$

Работа равна произведению разности потенциалов на заряд.

### 3.1.3 Конденсатор

Однородное электростатическое поле создается в приборе, называемом конденсатором. Конденсатор состоит из двух проводников (обкладок), с зарядом на одной обкладке  $Q$ , на другой –  $-Q$ , между обкладками диэлектрик, как показано на рисунке 3.6.

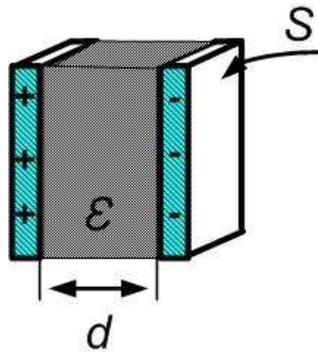


Рисунок 3.6 – Конденсатор

Конденсатор накапливает заряд и энергию электрического поля. Определяющая формула емкости  $Q$  конденсатора равна

$$C = \frac{|Q|}{\varphi_1 - \varphi_2}, \quad (3.15)$$

где  $|Q|$  – модуль величины заряда пластин;  $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi$  – разность потенциалов между обкладками.

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot S}{d}, \quad (3.16)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды между пластинами;  
 $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  
 $S$  – площадь обкладки;  
 $d$  – расстояние между обкладками.

### Емкость батареи конденсаторов

При параллельном соединении  $n$  конденсаторов полная емкость равна

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n. \quad (3.17)$$

Примерное параллельное соединение двух конденсаторов приведено на рисунке 3.7.

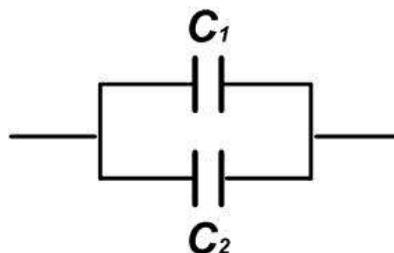


Рисунок 3.7 – Параллельное соединение двух конденсаторов

При последовательном соединении  $n$  конденсаторов обратная величина полной емкости равна

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}. \quad (3.18)$$

Последовательное соединение двух конденсаторов приведено на рисунке 3.8.



Рисунок 3.8 – Последовательное соединение двух конденсаторов

Энергия заряженного уединенного проводника равна

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{Q}{2C} = \frac{Q\varphi}{2}, \quad (3.19)$$

где  $C$  – емкость проводника;

$\varphi$  – потенциал проводника;

$Q$  – величина заряда проводника.

Энергия заряженного конденсатора равна

$$W = \frac{Q^2}{2C} = \frac{1}{2C(\Delta\varphi)^2} = \frac{Q\Delta\varphi}{2}, \quad (3.20)$$

где  $\Delta\varphi$  – разность потенциалов между обкладками.

Энергия электростатического поля

$$W = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2}{2} Sd = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2}{2} V, \quad (3.21)$$

где  $V = Sd$  – объем конденсатора.

Формула связывает энергию и напряженность электростатического поля  $E$ .

Объемная плотность энергии электростатического поля

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2}{2} = \frac{D \cdot E}{2}, \quad (3.22)$$

где  $D = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E$  – электрическое смещение.

### 3.1.4 Постоянный электрический ток

Человечество использует много видов энергии. Например, гидроэнергию, атомную энергию, тепловую, энергию ветра и многие другие виды. Электроэнергия имеет ряд особенностей. На выходе многих видов источников энергии – именно электричество. Атомные гидро-

станции, ветровые установки, тепловые на угле или газе – почти всегда на полезном для нас выходе электрическая энергия. Главные преимущества электроэнергии в том, что ее сравнительно просто преобразовать в другие виды – тепловую, механическую и, очень важно, легко с минимальными потерями передавать на большие расстояния. Об этих свойствах электроэнергии мы будем говорить в курсе физики и далее. Электрическая энергия порождается электрическим током.

*Электрическим током называется упорядоченное движение электрических зарядов. За направление током принимают направление движения положительных зарядов.*

Количественной мерой электрического тока служит сила тока  $I$ .

Сила тока  $I$  – скалярная физическая величина, равная первой производной по времени от заряда  $Q$ , прошедшего через поперечное сечение проводника за промежуток времени  $dt$

$$I = \frac{dQ}{dt} = Q'. \quad (3.23)$$

Единица силы тока – ампер [А].  $1 \text{ A} = \frac{1 \text{ K}}{1 \text{ c}}$ .

Постоянный электрический ток – ток, сила которого не изменяется с течением времени.

Десятичные величины:

$$1 \text{ мкА} = 10^{-6} \text{ A}.$$

$$1 \text{ mA} = 10^{-3} \text{ A}.$$

$$1 \text{ kA} = 10^3 \text{ A}.$$

Источник тока – это устройство, которое преобразовывает разнообразные виды энергии в электрическую. Одной из характеристик источника тока (источника напряжения, источника электрической энергии и т.д.) является электродвижущая сила – ЭДС.

*ЭДС – электродвижущая сила ( $\varepsilon$ ) – физическая величина, определяемая работой, совершаемой сторонними силами, по перемещению единичного положительного заряда от отрицательного полюса источника тока к положительному.*

Сторонние силы – силы неэлектрического происхождения, вызывающие разделение зарядов. Например, в гальваническом элементе сторонние силы возникают за счет химической реакции между электродами и электролитом.

Определяющая ЭДС формула

$$\varepsilon = \frac{A}{Q_0}, \quad (3.24)$$

где  $A$  – работа сторонних сил;

$Q_0$  – величина заряда, который переносит источник тока.

Единица измерения ЭДС – вольт  $[\varepsilon] = B$ .

Напряжение  $U$  на участке цепи – физическая величина, численно равная суммарной работе, совершаемой электростатическими и сторонними силами по перемещению единичного положительного заряда на данном участке цепи

$$U = \frac{A_{12}}{Q_0} = \varphi_2 - \varphi_1 + \varepsilon_{12}, \quad (3.25)$$

где  $A_{12}$  – работа сторонних сил на участке электрической цепи 1-2;

$Q_0$  – величина заряда, который переносит источник тока;

$\varphi_2$  и  $\varphi_1$  – потенциалы на концах проводника;

$\varepsilon_{12}$  – ЭДС источника тока, находящегося на участке 1-2.

Если на участке цепи нет источника тока, то  $\varepsilon_{12} = 0$  В и напряжение равно разности потенциалов

$$U = \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (3.26)$$

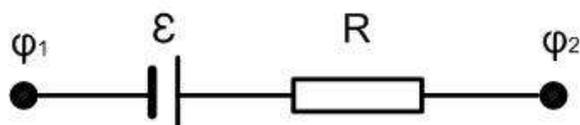


Рисунок 3.9 – Последовательное соединение двух конденсаторов

Движению электрических зарядов или току материал оказывает некоторое сопротивление.

*Электрическое сопротивление – физическая величина, характеризующая противодействие проводника или электрической цепи электрическому току. Единица измерения сопротивления – омы [Ом]. В физике различают активное и реактивное сопротивление.*

Активным сопротивлением  $R$  называется сопротивление, на котором выделяется тепло. Его можно определить по закону Ома при прохождении по цепи постоянного электрического тока. Замерить омметром, используя постоянный ток. На реактивном сопротивлении тепло не выделяется. Его можно определить по закону Ома при прохождении по цепи переменного электрического тока. Активное со-

противление однородного по составу проводника с постоянным сечением  $S$  и длиной  $\ell$  равно

$$R = \rho \frac{\ell}{S}. \quad (3.27)$$

Коэффициент пропорциональности  $\rho$  называется удельным сопротивлением проводника, которое зависит от материала проводника и температуры. Единица измерения удельного сопротивления  $[\rho] = \text{Ом} \cdot \text{м}$ .

### 3.1.5 Закон Ома

*Закон Ома для однородного участка цепи – сила тока, текущего по однородному металлическому проводнику, пропорциональна напряжению на концах проводника и обратно пропорциональна сопротивлению проводника*

$$I = \frac{U}{R} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R}. \quad (3.28)$$

Однородным участком цепи называется участок цепи, не содержащий источника тока, например участок с резистором сопротивления  $R$ , как показано на рисунке 3.10.

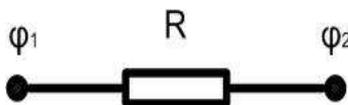


Рисунок 3.10 – Однородный участок цепи

Закон Ома для неоднородного участка цепи записывается формулой

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}}{R_{\text{внеш}} + r_{\text{внут}}}, \quad (3.29)$$

где  $\varepsilon_{12}$  – ЭДС, действующая в цепи;

$R_{\text{внеш}}$  – сопротивление внешней цепи;

$r_{\text{внут}}$  – внутреннее сопротивление источника тока;

$\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi$  – разность потенциалов, которая приложена к концам участка проводника.

Неоднородным участком цепи называется участок цепи, содержащий источник тока, например участок цепи, изображенный на рисунке 3.11.

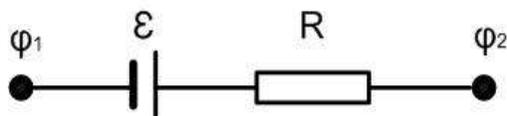


Рисунок 3.11 – Неоднородный участок цепи

Закон Ома для замкнутой цепи записывается формулой

$$I = \frac{\varepsilon}{R_{\text{внеш}} + r_{\text{внут}}} \quad (3.30)$$

Пример простейшей замкнутой цепи, состоящей из резистора и гальванического элемента, приведен на рисунке 3.12.

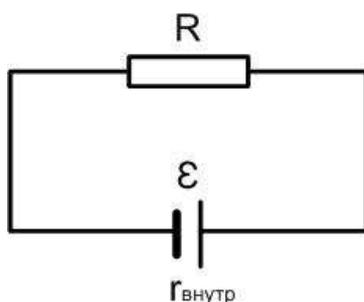


Рисунок 3.12 – Замкнутая цепь

### 3.1.6 Сопротивление соединения проводников

Рассмотрим два вида сопротивления проводников.

1. Последовательное соединение проводников. Пример последовательного соединения двух проводников приведен на рисунке 3.13.

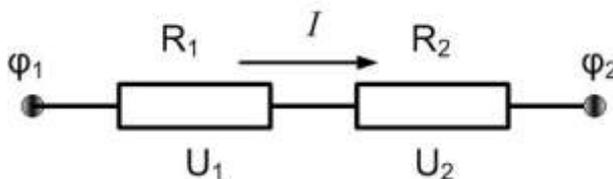


Рисунок 3.13 – Последовательное соединение проводников

Сопротивление соединения  $n$  проводников равно сумме сопротивлений каждого резистора и находится по формуле

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n \quad (3.31)$$

2. Параллельное соединение двух проводников приведено на рисунке 3.14.

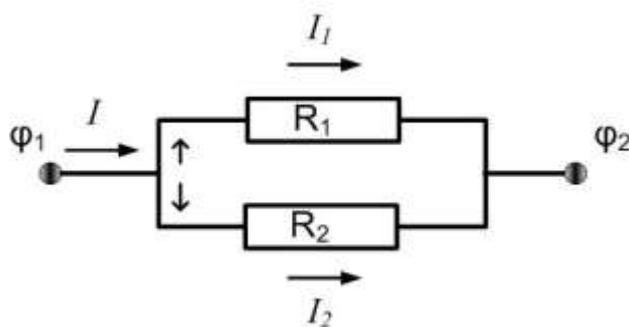


Рисунок 3.14 – Параллельное соединение проводников

Параллельное соединение  $n$  проводников находится по формуле

$$R = \frac{R_1 \cdot R_2 \cdot \dots \cdot R_n}{R_1 + R_2 + \dots + R_n}. \quad (3.32)$$

Работа постоянного тока равна

$$A = UIt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t, \quad (3.33)$$

где  $U$  – электрическое напряжение, которое подано на концы проводника с сопротивлением  $R$ ;

$I$  – сила тока, текущего по проводнику в течение времени  $t$ .

Мощность постоянного тока равна

$$P = \frac{dA}{dt} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (3.34)$$

Мощность тока измеряется в ваттах –  $[P] = \text{Вт}$ .

Закон Джоуля–Ленца. Количество теплоты  $Q$ , которое выделяется на проводнике при прохождении через него постоянного тока за время  $t$ , равно

$$Q = UIt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (3.35)$$

### 3.1.7 Графическое изображение электрической цепи

Графическое изображение электрической цепи называется схемой.

Для изображения элементов цепи применяют также:

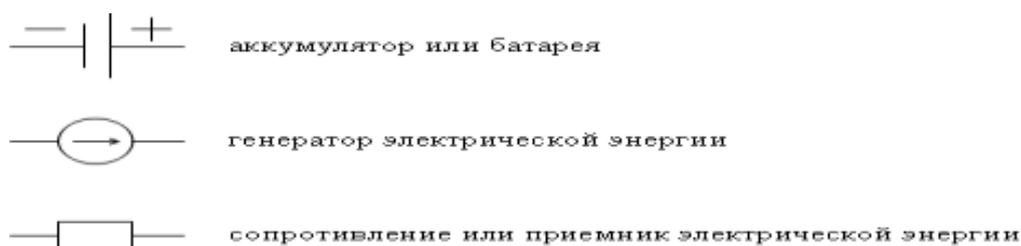


Рисунок 3.15 – Элементы электрических схем

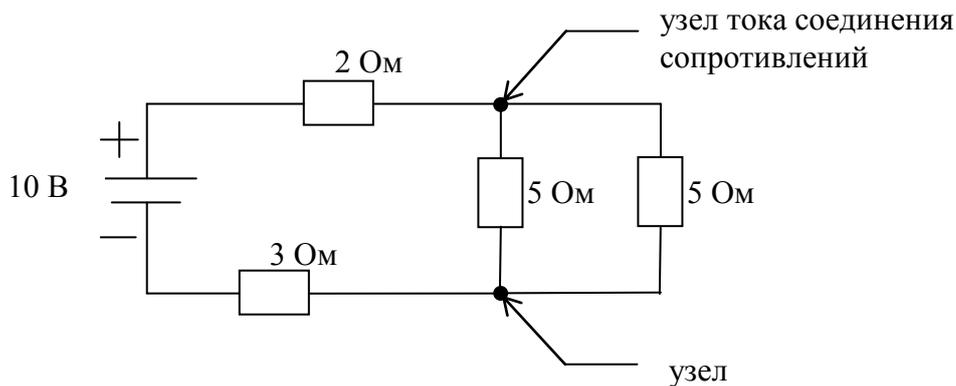


Рисунок 3.16 – Пример электрической цепи

В лаборатории физики есть лабораторная работа, выполнение которой иллюстрирует закон Ома. На стенде есть монтажная коробка, в которой закреплены 2 сопротивления (2 резистора). Схема на рисунке 3.17.

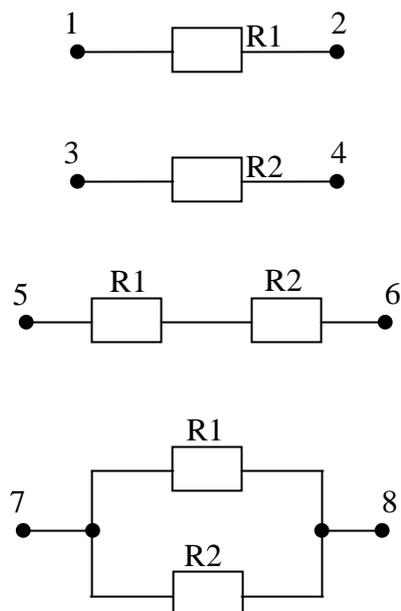


Рисунок 3.17 – Соединение сопротивлений

Эти сопротивления подключены к клеммам 1-2 и 3-4. Если подать на клеммы 1-2 напряжение от источника по схеме (рисунок 3.18)

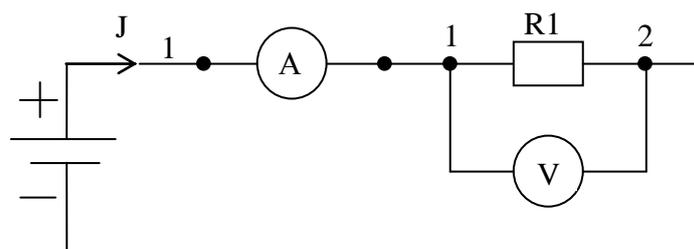


Рисунок 3.18 – Соединение сопротивлений

то по цепи пойдет ток  $I$ , а вольтметр  $V$  будет измерять напряжение на сопротивлении  $R_1$ . Из закона Ома  $I = \frac{U}{R}$  мы можем определить, что  $R_1 = \frac{U}{I}$ . И мы измеряем  $U$  вольтметром, а ток  $I$  амперметром  $A$ .

Вспомним, что  $1 \text{ мА} = 10^{-3}$ , т.е. в тысячу раз меньше. Тогда, если  $I = 10 \text{ мА}$ , а  $U = 2 \text{ В}$ , то  $R = \frac{U}{I} = \frac{2 \text{ В}}{10 \text{ мА}} = 0,2 \text{ кОм}$ . Килоом в 1000 раз больше ома.  $1 \text{ кОм} = 10^3 \text{ Ом}$ . Также можем определить величину  $R_2$ .

Следующий шаг – последовательно соединенные  $R_1$  и  $R_2$ . Общее сопротивление равно сумме  $R_1 + R_2$ . А закон Ома тот же. Значит  $R_1 + R_2 = \frac{U}{I}$ . Для параллельно соединенных  $R_1$  и  $R_2$   $R_{\text{общ}} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$ . Общее сопротивление будет меньше меньшего из  $R_1$  и  $R_2$ . Но закон Ома остается верным.

### 3.1.8 Переменный электрический ток

В первой части этого раздела говорилось о постоянном электрическом токе. Но и в нашей стране, и во всем мире электрическая энергия вырабатывается в основном в виде переменного тока. Это обусловлено рядом преимуществ перед током постоянным.

1. Переменный ток легко и с минимальными потерями можно трансформировать, изменяя его напряжение.
2. Переменный ток можно передавать на большие расстояния с минимальными потерями.
3. Электрическую энергию переменного тока просто преобразовать в механическую энергию.
4. Переменный ток просто преобразовать в ток постоянный.

Что же такое переменный ток и какими параметрами он характеризуется?

В отличие от постоянного тока, идущего в проводнике в одном направлении, переменный ток меняет направление движения зарядов десятки раз в секунду. В нашей стране пятьдесят раз в секунду. Основные характеристики, так же как величина тока, напряжение и величина сопротивления проводников, в переменном токе остаются, как и при токе постоянном. Величина тока также измеряется в амперах (А), напряжение в вольтах (В) и сопротивление в омах (Ом).

Графически переменный ток можно представить в виде синусоиды (рисунок 3.19).

Т.е. с момента  $t$  напряжение и ток от нулевого значения начинают нарастать и в момент  $t_2$  достигают максимального значения. Эти значения называется амплитудой и обозначаются  $I_m$  и  $U_m$ . Далее ток и напряжение уменьшаются и в момент  $t_3$  снижаются до нулевого значения. Затем ток и напряжение изменяют направление, т.е. заряды начинают в проводнике двигаться в противоположном направлении и в момент  $t_4$  достигают амплитудного значения. Этот процесс повторяется с определенной частотой. Время, в течение которого процесс повторяется, называется периодом и обозначается  $T$ , и величина  $\left(\frac{1}{T} = \nu\right)$  называется частотой.

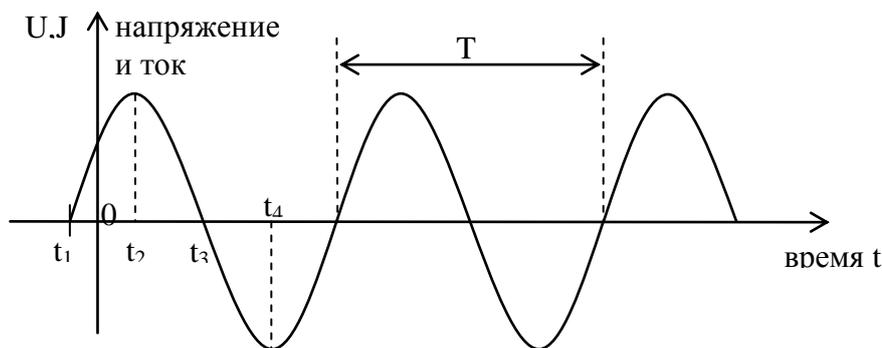


Рисунок 3.19 – Переменный ток

Помимо графического изображения, переменный ток можно представить в виде тригонометрической функции:

$$i = I_m \sin(\omega \cdot t), \quad (3.36)$$

$$u = U_m \sin(\omega \cdot t), \quad (3.37)$$

где  $i$  — мгновенное значение тока;

$I_m$  — амплитуда тока;

$\omega$  — круговая частота,  $\omega = 2\pi \cdot \nu$ ;

$t$  — время;

$u$  — мгновенное значение напряжения;

$U_m$  — амплитуда напряжения.

На практике тригонометрическая форма представления переменного тока при расчете цепей применяется крайне редко, так как есть более удобные формы – векторная, комплексная и т.д. С ними вы познакомитесь далее в курсах по электротехнике. Здесь только отметим, что в цепях переменного тока важное значение имеют, помимо активного сопротивления, которое мы обозначаем знаком  $R$  (в омах) и изображаем знаком  $\text{---}\square\text{---}$ , еще и реактивные виды нагрузки: индуктивность  $L$ , изображаем  $\text{---}\text{~}\text{---}$  и емкость  $C$ , изображаем  $\text{---}\text{||}\text{---}$

Следует отметить, что если в активном сопротивлении  $R$  электрическая энергия преобразуется в тепло (электроплита, утюг), то в реактивных элементах  $L$  и  $C$  электрическая энергия не потребляется, а запасается в виде магнитного поля или в виде заряда и затем возвращается в сеть. То есть идет перекачка – *сеть – реактивный элемент – сеть*. Энергия в этих элементах также определяется произведением тока и напряжения, но не потребляется. Электрическая схема таких цепей может выглядеть, например, так (рисунок 3.20).

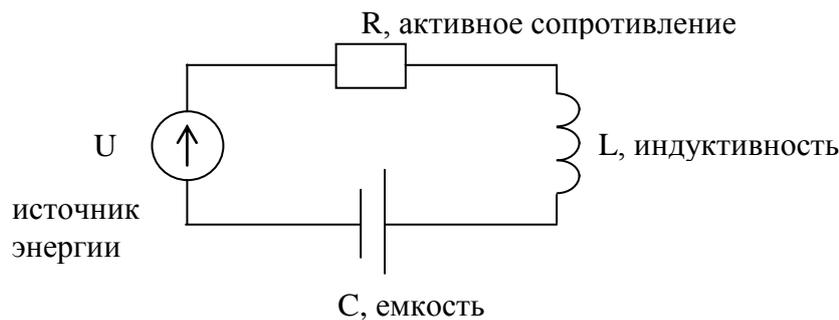


Рисунок 3.20 – Электрическая цепь с активным и реактивным сопротивлением

В начале этого раздела одним из преимуществ переменного тока указана простота преобразования напряжения и малые потери при передаче электрической энергии на большие расстояния, рассмотрим электрическую цепь от генератора энергии до потребителя (рисунок 3.21).

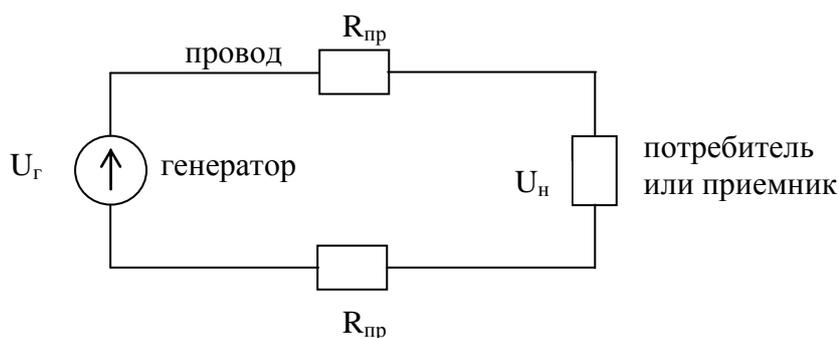


Рисунок 3.21 – Электрическая цепь от генератора энергии до потребителя

Сопротивление провода, по которому энергия передается к приемнику

$$R_{np} = \rho \frac{l}{s}, \quad (3.38)$$

где  $l$  – расстояние или длина провода;

$s$  – сечение провода;

$\rho$  – удельное сопротивление материала.

Понятно, что алюминий, медь, железо и пр. имеют при равных размерах разное сопротивление. Чем  $\rho$  больше, тем больше будет сопротивление. Чем больше  $l$ , тем сопротивление больше, чем больше  $s$  (сечение), тем меньше сопротивление. Мощность, которая поступает к приемнику,

$$P = U_n \cdot I_n. \quad (3.39)$$

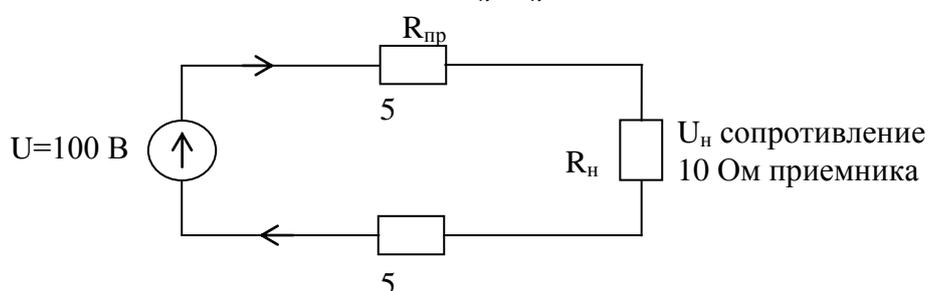


Рисунок 3.22 – Электрическая цепь передачи энергии от генератора до потребителя

Общее сопротивление в цепи:  $R_{\Sigma} = R_{np} + R_n + R_{np}$ .

$$I = \frac{U}{R_{\Sigma}} = \frac{100\text{ В}}{(5 + 5 + 10)\text{ Ом}} = \frac{100\text{ В}}{20\text{ Ом}} = 5\text{ А}.$$

Тогда напряжение:  $U_n = R_n \cdot I = 10\text{ Ом} \cdot 5\text{ А} = 50\text{ В}$ .

Т.е.  $100\text{ В}$  на генераторе, а до нагрузки дойдет только  $50\text{ В}$  – половина потеряна на проводах. А мощность:  $P_n = U_n \cdot I_n = 5\text{ А} \cdot 50\text{ В} = 250\text{ Вт}$ .

Мы просто проводами греем воздух, теряя половину энергии на передаче!

Переменный ток позволяет просто изменить напряжение, и тогда схема цепи имеет такой вид (рисунок 3.23).

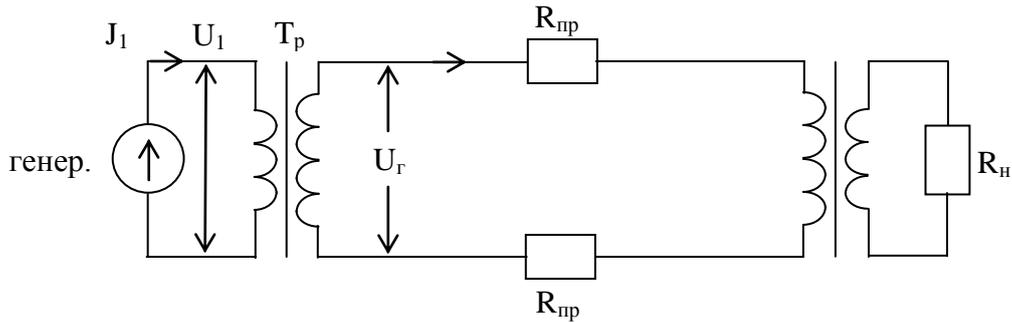


Рисунок 3.23 – Электрическая цепь с изменением напряжения

Если рядом с генератором установить трансформатор, который малое напряжение  $U_1$  преобразует в большое  $U_2$ , то  $P_1 = U_1 \cdot I_1 = U_2 \cdot I_2$  (КПД) до 99%.

В линиях электропередач (ЛЭП) напряжение может достигать миллионов вольт. Это позволяет снизить ток в миллион раз, не теряя при этом мощности.

И тогда потери напряжения на проводе  $P_{пот} = R_{пр} \cdot I_2^2$ , т.е.  $I_2$  в миллион раз меньше, значит и потери в миллион раз меньше. Но с большими напряжениями очень сложно работать – ОПАСНО!

Установим на стороне приемника еще один трансформатор, который снизит напряжение до низкого уровня, безопасного для человека. Т.е. преобразуя напряжение, мы значительно снижаем потери на проводах за счет уменьшения тока в проводах. Но эту операцию легко можно провести только с переменным током.

С устройством трансформатора вы познакомитесь в дальнейшем курсе, хотя уверен, что эти устройства, как и ЛЭП, многие из вас видели в жизни. На электрической схеме они изображены таким образом (рисунок 3.24).

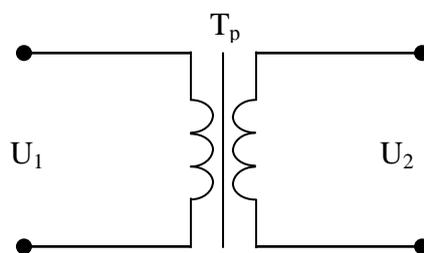


Рисунок 3.24 – Трансформатор:

$U_1$  – напряжение на входе трансформатора;

$U_2$  – напряжение на выходе трансформатора

## 3.2 Магнетизм

### 3.2.1 Магнитное поле

*Магнитное поле – это форма материи, которая создается только движущимися зарядами и действует только на движущиеся в этом поле электрические заряды.*

На проводник с электрическим током, помещенный в магнитное поле, действует механическая сила, которая называется силой Ампера. Направление силы Ампера устанавливается по правилу левой руки, ее величина зависит как от силы тока, длины проводника, так и от силовых характеристик магнитного поля: вектора напряженности  $\vec{H}$  и вектора магнитной индукции  $\vec{B}$ , которые взаимосвязаны.

Величину  $\vec{B}$  можно подсчитать с помощью рамки с электрическим током в магнитном поле, как показано на рисунке 3.25. Если поместить рамку с током между полюсами магнита, то она поворачивается, и на нее действует вращающий момент силы –  $\vec{M}$ , который можно измерить.

Вращающий момент  $\vec{M}$  равен векторному произведению магнитного момента рамки  $\vec{P}_m$  и вектора магнитной индукции  $\vec{B}$

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \times \vec{B}]. \quad (3.40)$$

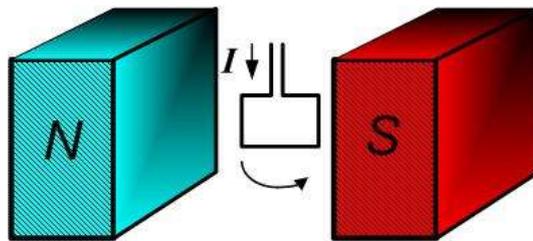


Рисунок 3.25 – Рамка с током между полюсами магнита

Магнитный момент рамки равен произведению силы тока  $I$  в рамке и площади рамки  $S$

$$\vec{P}_m = I \cdot S. \quad (3.41)$$

Вектор магнитной индукции  $\vec{B}$  определяется как отношение вращающего момента к вектору магнитного момента

$$\vec{B} = \frac{\vec{M}}{\vec{P}_m}. \quad (3.42)$$

Направление вектора магнитного поля постоянного магнита выбрано так, что из северного полюса линии выходят, а в южный полюс входят, как показано на рисунке 3.26.

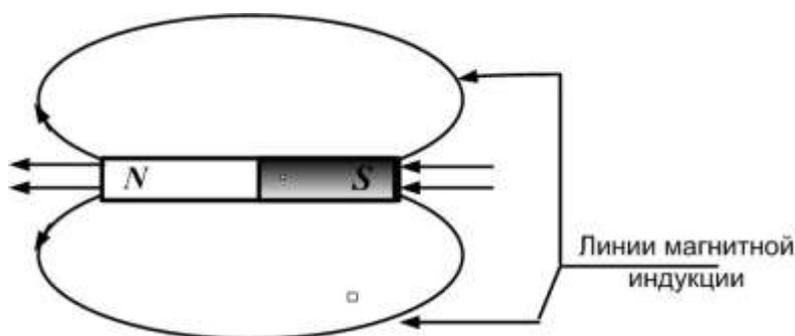


Рисунок 3.26 – Постоянный магнит

Направление магнитного поля рамки с током определяется по правилу правого винта, или буравчика. Правило правого винта: за направление магнитного поля тока рамки (кругового тока) принимается направление поступательного движения винта, головка которого вращается в направлении тока, текущего в рамке.

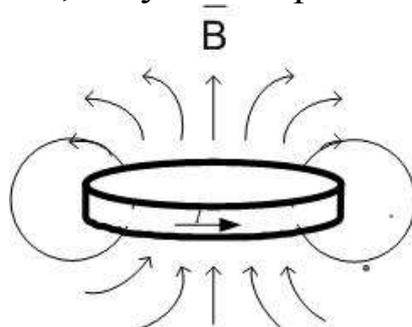


Рисунок 3.27 – Правило правого винта

Линии магнитной индукции – линии, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора магнитной индукции в этой точке.

*Основные свойства линий магнитной индукции*

1. Линии магнитной индукции всегда замкнуты, и внутри линий находится ток, который создает это магнитное поле. Такие поля называются вихревыми. Это означает, что магнитное поле в отличие от электрического не имеет источников, т.е. магнитных зарядов не существует.

2. Линии магнитной индукции всегда лежат в плоскости, перпендикулярной к плоскости, в которой течет ток.

3. Направление линий магнитной индукции определяется по правилу буравчика (или правого винта).

4. Густота магнитных линий пропорциональна величине магнитной индукции  $B$ .

5. Линии магнитной индукции никогда не пересекаются.

Принцип суперпозиции: результирующий вектор магнитной индукции в данной точке складывается из векторов магнитной индукции, созданной различными токами в этой точке (сложение должно быть векторное). Принцип суперпозиции рассмотрим на следующих примерах.

*Пример 1.* Два магнитных поля направлены в одну сторону.

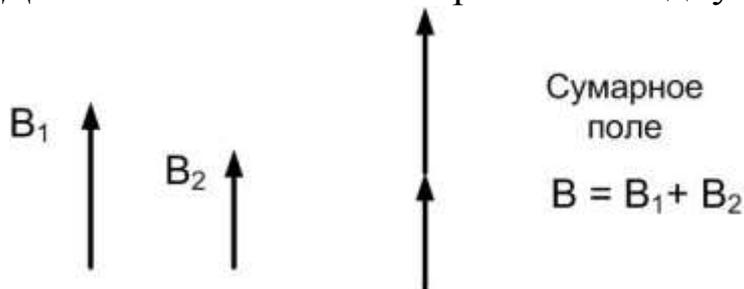


Рисунок 3.28 – Два магнитных поля направлены в одну сторону

*Пример 2.* Два магнитных поля направлены в противоположные стороны.

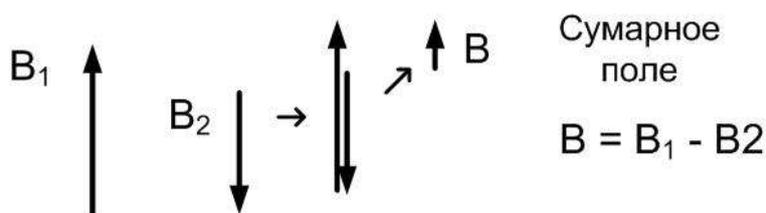


Рисунок 3.29 – Два магнитных поля направлены в противоположные стороны

Единица измерения вектора магнитной индукции  $[B] = \text{Тл}$  (тесла).

Вектор напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  – вторая силовая характеристика магнитного поля. Единицы измерения напряженности магнитного поля  $[H] = \frac{A}{m}$ .

Отличие индукции от напряженности магнитного поля – напряженность не зависит от магнитной окружающей среды, индукция зависит от среды.

Связь между  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$  для однородной изотропной среды

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \cdot \vec{H}, \quad (3.43)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная  $\left( \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} \right)$ ;

$\mu$  – магнитная проницаемость среды, показывающая, во сколько раз магнитное поле, созданное током, текущим по проводнику, усиливается в магнитной среде

$$\mu = \frac{B_{\text{ср}}}{B_{\text{вак}}}, \quad (3.44)$$

где  $B_{\text{ср}}$  – вектор магнитного поля в среде;

$B_{\text{вак}}$  – вектор магнитного поля в вакууме.

*Закон Био – Савара – Лапласа* для проводника с током  $I$ , элемент которого  $d\vec{\ell}$  создает в некоторой точке  $A$  индукцию магнитного поля  $d\vec{B}$ , как показано на рисунке 3.30, записывается в виде

$$d\vec{B} = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot I \cdot d\vec{\ell} \cdot \sin \alpha}{4\pi \cdot r^2}, \quad (3.45)$$

где  $\vec{r}$  – радиус-вектор, проведенный от элемента проводника  $d\vec{\ell}$  до т.  $A$ ;  
 $\alpha$  – угол между векторами  $d\vec{\ell}$  и  $\vec{r}$ .

Вектор  $d\vec{B}$  перпендикулярен плоскости, в которой лежат вектора  $d\vec{\ell}$  и  $\vec{r}$ , и касателен к линии магнитной индукции.



Рисунок 3.30 – Проводник с током

Магнитное поле в центре кругового тока равно

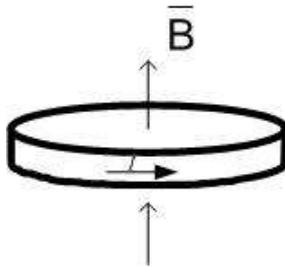


Рисунок 3.31 – Круговой ток

$$\vec{B} = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot I}{2R}, \quad (3.46)$$

где  $I$  – сила тока, радиус кольца;

$\mu$  – магнитная проницаемость среды;

$\mu_0$  – магнитная постоянная.

Магнитное поле прямолинейного бесконечно длинного проводника с током

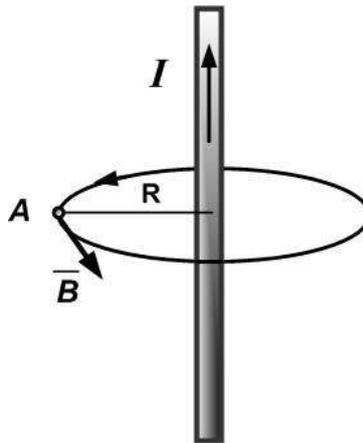


Рисунок 3.32 – Прямолинейный бесконечно длинный проводник с током

$$\vec{B} = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot I}{2\pi \cdot R}, \quad (3.47)$$

где  $R$  – расстояние от проводника до точки  $A$ , в которой находим магнитное поле.

Магнитное поле внутри соленоида (рисунок 3.33)

$$\vec{B} = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot N \cdot I}{\ell} = \mu \cdot \mu_0 \cdot n \cdot I, \quad (3.48)$$

где  $N$  – число витков соленоида;  
 $\ell$  – длина соленоида;  
 $n$  – число витков на единицу длины.

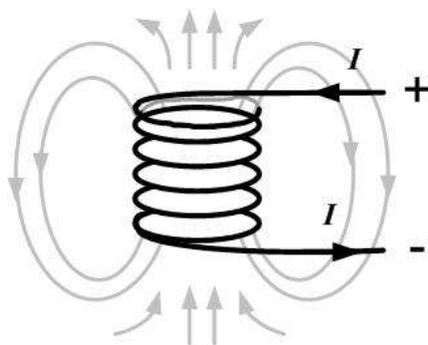


Рисунок 3.33 – Соленоид

В 1820 г. Ампер экспериментально установил, от каких физических величин зависит сила, действующая на элемент тока в магнитном поле, и куда эта сила направлена.

Закон Ампера: сила, с которой магнитное поле действует на помещенный в него элемент проводника с током, равна произведению силы тока, модуля вектора магнитной индукции, длины отрезка проводника и синуса угла между направлением тока и магнитной индукции

$$d\vec{F} = I \cdot B \cdot d\ell \cdot \sin \alpha. \quad (3.49)$$

В векторном виде закон записывается через векторное произведение вектора  $d\vec{\ell}$  на вектор  $\vec{B}$  в форме

$$d\vec{F} = [d\vec{\ell} \cdot \vec{B}]. \quad (3.50)$$

Направление силы Ампера определяется правилом левой руки.

Правило левой руки: кисть левой руки расположите так, чтобы четыре вытянутых пальца указывали направление тока в проводнике, а вектор магнитной индукции входил в ладонь, то отогнутый на  $90^\circ$  большой палец покажет направление силы, действующей на элемент проводника с током (рисунок 3.34).

Сила Ампера перпендикулярна как проводнику с током, так и вектору магнитной индукции, или перпендикулярна плоскости, в которой они лежат.

Сила Лоренца действует на частицу с зарядом  $q$ , движущуюся в магнитном поле со скоростью  $\vec{V}$ , со стороны магнитного поля  $\vec{B}$ .

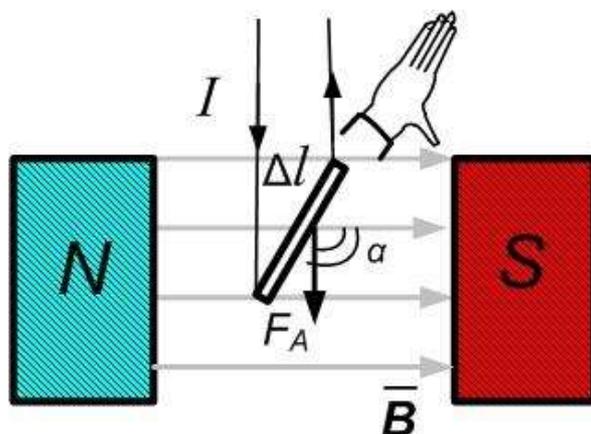


Рисунок 3.34 – Правило левой руки

Сила Лоренца равна векторному произведению скорости на индукцию магнитного поля, умноженному на величину заряда

$$\vec{F} = q[\vec{V}, \vec{B}]. \quad (3.51)$$

В скалярном виде записывается

$$F = q \cdot V \cdot B \cdot \sin \alpha, \quad (3.52)$$

где  $\sin \alpha$  – синус угла между направлением скорости заряда и вектором магнитной индукции.

Сила Лоренца  $\vec{F}$  перпендикулярна плоскости, в которой лежат  $\vec{V}$  и  $\vec{B}$ . Направление силы определяют правилом левой руки.

Магнитным потоком сквозь малую площадку  $dS$  называется физическая скалярная величина, равная произведению величины этой площадки и проекции вектора  $\vec{B}$  на направление нормали  $\vec{n}$  к площадке  $dS$

$$d\Phi_m = B_n dS = B dS \cos \alpha, \quad (3.53)$$

где  $\alpha$  – угол между векторами  $\vec{B}$  и  $\vec{n}$ .

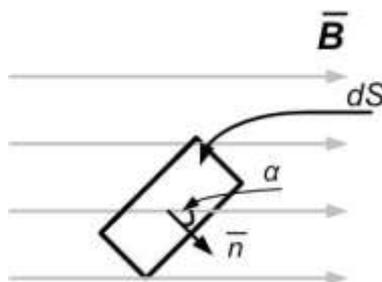


Рисунок 3.35 – Магнитный поток

Магнитный поток сквозь площадь  $S$  равен интегралу

$$\Phi_m = \int_S B dS. \quad (3.54)$$

В системе СИ единицу магнитного потока называют вебером ( $Вб$ ). Работа, совершаемая проводником с током при перемещении его в магнитном поле, численно равна произведению тока  $I$  на изменение магнитного потока  $d\Phi$ , пересеченного движущимся проводником

$$dA = I \cdot d\Phi. \quad (3.55)$$

Теорема Гаусса для магнитного поля – поток индукции магнитного поля через замкнутую поверхность равен нулю.

$$\int_S BndS = 0. \quad (3.56)$$

Эта теорема отражает факт отсутствия магнитных зарядов, вследствие чего линии магнитной индукции не имеют ни начала, ни конца и являются замкнутыми.

### 3.2.2 Электромагнитная индукция

Явление электромагнитной индукции – при изменениях магнитного потока, пронизывающего замкнутый контур, в этом контуре возникает электрический ток, который называется индукционным.

*Закон Фарадея: ЭДС ( $\varepsilon_i$ ) электромагнитной индукции в контуре численно равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную этим контуром*

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi_m}{dt}, \quad (3.57)$$

где  $\frac{d\Phi_m}{dt}$  – скорость изменения магнитного потока, минус (-) в формуле определяется правилом Ленца.

Правило Ленца: индукционный ток, возникающий в замкнутом контуре, всегда направлен так, что созданный им магнитный поток препятствует всякому изменению магнитного потока, вызывающего этот ток.

Самоиндукция – возникновение ЭДС индукции в проводящем контуре при изменении в нем силы тока. Закон самоиндукции

$$\varepsilon_s = -L\frac{dI}{dt}, \quad (3.58)$$

где  $L$  – индуктивность контура (катушки),  
 $I$  – сила тока.

В законе самоиндукции знак минус обусловлен правилом Ленца, минус показывает, что наличие ЭДС в цепи приводит к замедлению

изменения тока в нем.  $L$  – индуктивность катушки, которая в общем случае зависит только от геометрической формы катушки, ее размеров и магнитной проницаемости сердечника, числа витков катушки  $N$ . В системе СИ индуктивность  $L$  измеряется в генри ( $Гн$ ).

Индуктивность катушки, с числом витков  $N$

$$L = \mu \cdot \mu_0 \cdot \frac{N^2 \cdot S}{\ell}, \quad (3.59)$$

где  $\ell$  – длина катушки;

$S$  – площадь;

$\mu$  – магнитная проницаемость сердечника.

Взаимной индукцией называется явление возбуждения ЭДС электромагнитной индукции в одной катушке при изменении электрического тока в другой катушке или при изменении взаимного расположения этих двух катушек. Закон взаимной индукции

$$\varepsilon_{12} = -L_{21} \frac{dI_2}{dt}; \quad \varepsilon_{21} = -L_{12} \frac{dI_1}{dt}. \quad (3.60)$$

Взаимная индуктивность катушек зависит от формы, геометрических размеров, числа витков катушки, магнитной проницаемости сердечника взаимного расположения катушек. Например:

$$L = \mu \cdot \mu_0 \cdot \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot S}{\ell}, \quad (3.61)$$

где  $\ell$  – длина сердечника или магнитопровода;

$S$  – площадь сердечника;

$\mu$  – магнитная проницаемость сердечника;

$\mu_0$  – магнитная постоянная.

Энергия магнитного поля, сцепленного с контуром,

$$W = \frac{L \cdot I^2}{2}. \quad (3.62)$$

Энергия магнитного поля соленоида

$$W = \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot \mu_0 \cdot \frac{N^2 \cdot I^2}{\ell} \cdot S, \quad (3.63)$$

или

$$W = \frac{B^2}{2 \cdot \mu \cdot \mu_0} \cdot V = \frac{B \cdot H}{2} \cdot V, \quad (3.64)$$

где  $S \cdot \ell = V$  – объем соленоида.

Объемная плотность энергии равна

$$w = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2 \cdot \mu \cdot \mu_0} = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot H^2}{2} = \frac{B \cdot H}{2}. \quad (3.65)$$

### 3.2.3 Классификация веществ по магнитным свойствам

Если тело поместить в магнитное поле, то оно будет намагничиваться, то есть в нем будет возникать магнитное поле, отличное от внешнего поля. Если обозначить внешнее магнитное поле через  $H_0$ , внутреннее поле как  $H_1$ , то

$$H_1 = 4 \cdot \pi \cdot \chi \cdot H_0, \quad (3.66)$$

где  $\chi$  – магнитная восприимчивость.

Тогда общая напряженность магнитного поля внутри вещества

$$H = H_0 + H_1 = H_0 \cdot (1 + 4 \cdot \pi \cdot \chi). \quad (3.67)$$

Магнитное поле в веществе можно определить также через магнитную индукцию  $B$

$$B = \mu \cdot \mu_0 \cdot H_0, \quad (3.68)$$

где  $\mu$  – магнитная проницаемость;  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Сравнивая (3.67) и (3.68), получим соотношение между  $\chi$  и  $\mu$

$$\mu = 1 + 4 \cdot \pi \cdot \chi. \quad (3.69)$$

В зависимости от величины  $\chi$  и  $\mu$  все вещества по магнитным свойствам можно разделить на три класса: *диамагнетики*, *парамагнетики*, *ферромагнетики*.

В отсутствие внешнего магнитного поля в диамагнетиках и парамагнетиках внутренний магнитный порядок отсутствует, и поэтому отсутствует магнитное поле, как показано на рисунке 3.36, *а*.

*Диамагнетики* обладают отрицательной магнитной восприимчивостью ( $\chi < 0$ ), для них магнитная проницаемость меньше 1. Поэтому при наложении магнитного поля индукция внутри этих тел будет ослабляться по отношению к индукции магнитного поля в вакууме или воздухе. Магнитный момент в диамагнетиках направлен против внешнего магнитного поля, как показано на рисунке 3.36, *б*.

К диамагнетикам относятся следующие химические элементы: Р, S, Sb, С, Hg, Au, Ag, Cu, к ним также относится большое число неорганических и большинство органических соединений.

Идеальным диамагнетиком являются сверхпроводники. Для них  $\chi = -1$ . Если поместить сверхпроводник в магнитное поле, то внутреннее поле в сверхпроводнике будет направленно точно против внешнего поля (рисунок 3.37).

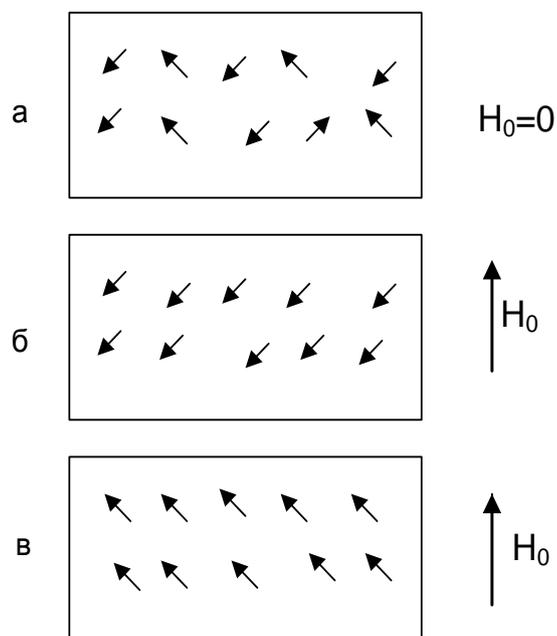


Рисунок 3.36 – Ориентация магнитных моментов в отсутствие внешнего магнитного поля (а) и при его наложении в диамагнетике (б) и парамагнетике (в)

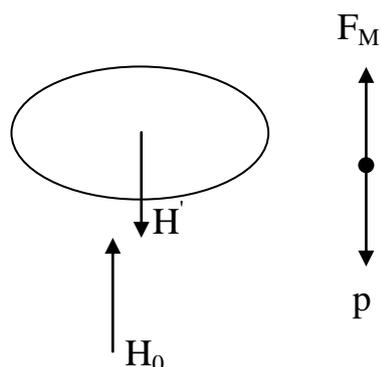


Рисунок 3.37 – Направление магнитного момента в сверхпроводнике

Сверхпроводник будет выталкиваться из магнитного поля, и может возникнуть эффект невесомости, т.е. сверхпроводник в магнитном поле теряет вес. Это явление называется эффектом Мейснера.

*Парамагнетики* обладают положительной магнитной восприимчивостью ( $\chi > 0$ ), для них магнитная проницаемость  $\mu > 1$ . При наложении магнитного поля магнитная индукция внутри парамагнетика будет увеличиваться по отношению к индукции магнитного поля в вакууме или в воздухе. Магнитный момент в парамагнетиках совпадает с направлением внешнего магнитного поля, как показано на рисунке 3.36, в.

К парамагнетикам относятся газы  $O_2$ ,  $N_2$ , металлы Al, W, Pt, щелочные металлы.

Наиболее интересными в магнитном отношении являются *ферромагнетики*, или вещества, способные обладать внутренним магнитным моментом в отсутствие внешнего магнитного поля.

К ферромагнетикам относятся такие металлы переходной группы в таблице Менделеева, как Fe, Co, Ni, а также редкоземельные металлы: Gd, Dy.

Магнитная проницаемость ферромагнетиков очень большая ( $\mu \gg 1$ ) и может достигать несколько тысяч, но ее значение непостоянно и зависит от напряженности магнитного поля.

При перемагничивании ферромагнетиков возникает отставание величины индукции  $B$  от внешнего магнитного поля, или гистерезис. Такая кривая иначе называется петлей гистерезиса (рисунок 3.38).

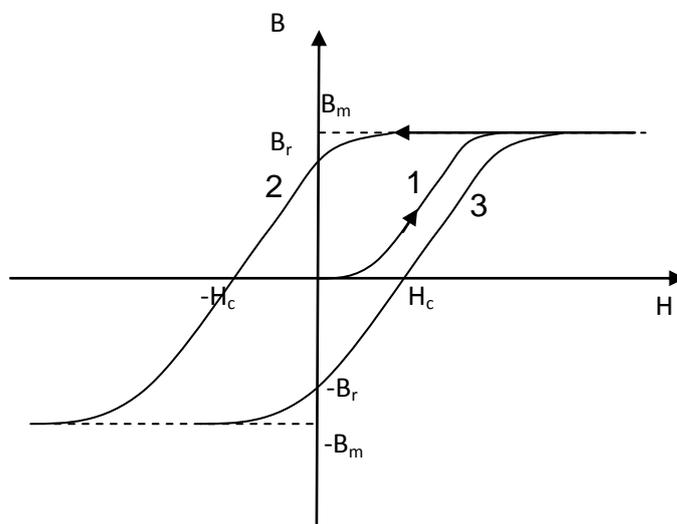


Рисунок 3.38 – Петля гистерезиса в ферромагнетике

На первоначальном этапе намагничивания (кривая 1) при увеличении  $H$  происходит рост индукции  $B$  вплоть до максимального значения, равного индукции насыщения  $B_m$ . Если уменьшать значение внешнего магнитного поля, то уменьшение индукции будет происходить по кривой 2 и при  $H = 0$  наблюдается остаточная индукция  $B_r$ . Таким образом, ферромагнетик обладает индукцией в отсутствие внешнего магнитного поля. Для того чтобы размагнитить ферромагнетик, нужно приложить обратное магнитное поле, равное  $-H_c$ , которое носит название коэрцитивной силы. При дальнейшем увеличении  $H$  ферромагнетик намагничивается в обратном направлении. С уменьшением  $H$  изменение индукции будет происходить по кривой 3, на которой будет наблюдаться остаточная индукция, только обрат-

ного направления, и для размагничивания ферромагнетика необходимо приложить магнитное поле, равное  $+H_C$ .

Перемагничивание связано с наличием в ферромагнетиках доменной структуры, которая состоит из областей с однородной и постоянной по величине и направлению намагниченностью. Эти области с однородной намагниченностью называются доменами. Направления векторов магнитных моментов соседних доменов направлены таким образом, что в отсутствие внешнего поля суммарный магнитный момент всего тела равен нулю. Под действием внешнего магнитного поля размеры доменов, намагниченных по полю, увеличиваются за счет соседних доменов. Процесс намагничивания заканчивается процессом вращения намагниченности всего образца в направлении поля.

## Глава 4 ОСНОВЫ ОПТИКИ

### 4.1 Законы геометрической оптики. Законы отражения и преломления света

В геометрической оптике свет рассматривается в виде луча, который распространяется в однородной оптической среде по прямой линии со скоростью

$$v = \frac{c}{n}, \quad (4.1)$$

где  $c = 300\,000$  км/с – скорость света в вакууме;

$n$  – абсолютный показатель преломления среды.

Если абсолютный показатель преломления первой среды больше абсолютного показателя преломления второй среды, то говорят, что первая среда оптически более плотная, чем вторая.

В оптически однородной среде значение  $n$  во всех точках одинаковое.

#### Основные законы геометрической оптики

Законы отражения:

- падающий и отраженный лучи, а также перпендикуляр, восстановленный в точке падения, лежат в одной плоскости;
- угол падения равен углу отражения (рисунок 4.1):  $\alpha = \beta$ .

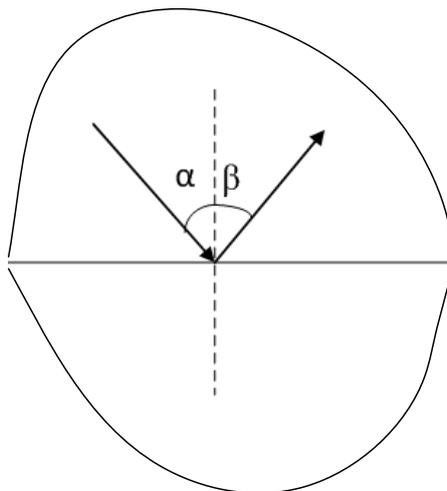


Рисунок 4.1 – Отражение света от границы раздела двух оптических сред

Законы преломления:

- падающий и преломленный лучи, а также перпендикуляр, восстановленный в точке падения, лежат в одной плоскости;
- отношение синуса угла падения к синусу угла преломления величина постоянная для данных двух сред и равно относительному показателю преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}, \quad (4.2)$$
$$(n_1 < n_2),$$

где относительный показатель преломления равен

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.3)$$

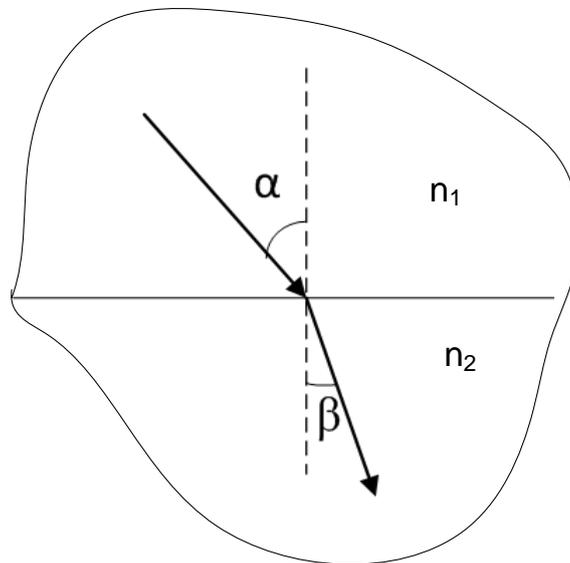


Рисунок 4.2 – Первая среда оптически менее плотная, чем вторая

Так как

$$n_1 = \frac{c}{v_1}; n_2 = \frac{c}{v_2}, \quad (4.4)$$

то

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (4.5)$$

Из формулы (4.2) следует, что свет стремится отклониться к среде с большим показателем преломления.

Если свет падает в среду с большим показателем преломления, то угол преломления будет меньше угла падения (рисунок 4.2), и, наоборот, если свет падает в среду с меньшим показателем преломления, то угол преломления будет больше угла падения.

В последнем случае можно наблюдать явление полного внутреннего отражения. Когда угол преломления больше угла падения света, то при некотором предельном угле падения угол преломления становится равным  $90^\circ$  (рисунок 4.3).

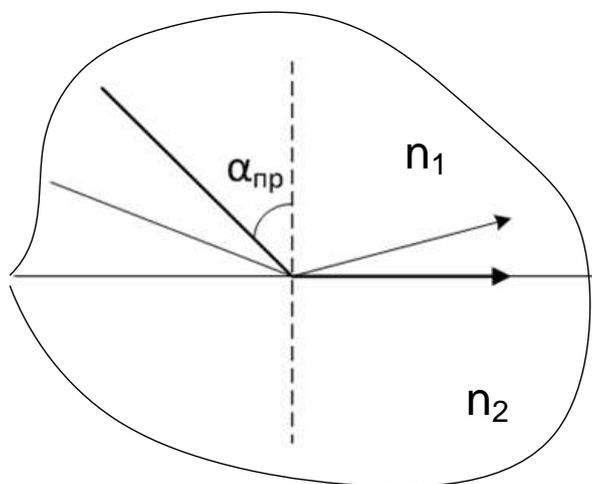


Рисунок 4.3 – Первая среда оптически более плотная, чем вторая ( $n_1 > n_2$ ).

При этом

$$\sin \alpha_{np} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.6)$$

При дальнейшем увеличении угла падения свет, не преломляясь, отражается в первую среду (рисунок 4.3).

Таким образом, по измеренному значению предельного угла падения света можно определить относительный показатель преломления двух сред, на этом основана работа рефрактометра. На этом же эффекте основана работа световодов.

## 4.2 Волновые свойства света

Свет имеет двойную природу: волновую и квантовую (*корпускулярную*). С точки зрения волновой природы: свет – это электромагнитные волны в интервале длин волн или частот, воспринимаемых человеческим глазом. Свету соответствуют электромагнитные волны длиной от 380 до 770 нм (от 0,38 до 0,77 мкм). Свету присущи все свойства волн: интерференция, дифракция, поляризация.

В волновой теории свет рассматривается в виде электромагнитной волны, которую можно представить как суперпозицию двух рас-

пространяющихся в пространстве колебаний вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и вектора напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  (рисунок 4.4). Эти волны расположены в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, как показано на рисунке 4.4.

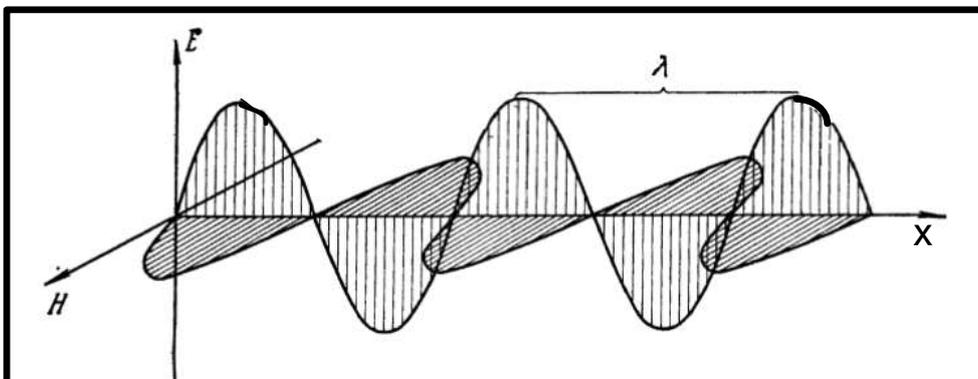


Рисунок 4.4 – Суперпозиция двух распространяющихся в пространстве колебаний

Электромагнитное поле имеет такие свойства:

1. Напряженности электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей колеблются в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения излучения, т.е. перпендикулярно световому лучу  $x$ .
2. Векторы  $E$  и  $H$  взаимно перпендикулярны и колеблются синфазно.

При изучении основных волновых свойств можно ограничиться рассмотрением лишь электрической компоненты световой волны.

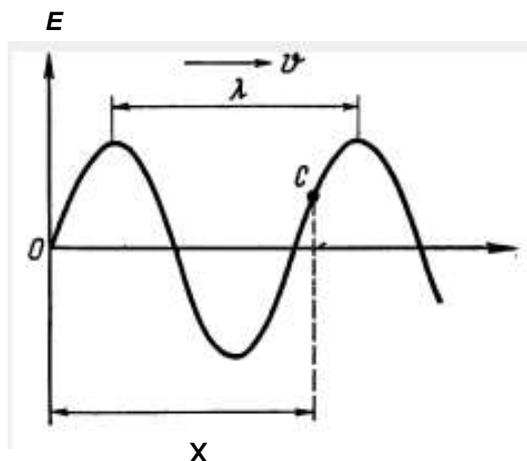


Рисунок 4.5 – Электрическая компонента световой волны

Плоскость, в которой колеблется вектор  $E$ , называется плоскостью поляризации.

Пусть свет распространяется вдоль направления и его скорость равна  $v$ , как показано на рисунке 4.5. Тогда напряженность электрического поля в точке  $x$ , куда доходит волна, будут выражаться так

$$E = E_0 \sin(\omega \cdot t + k \cdot x + \varphi_0), \quad (4.7)$$

где выражение под знаком синуса, или его аргумент, называется фазой;

$\varphi_0$  – фаза в момент времени  $t = 0$  (начальная фаза).

$E_0$  – максимальное значение напряженности  $E$  (амплитуда);

$\omega$  – угловая частота;

$t$  – время распространения волны до точки  $x$ .

$$\omega = 2\pi \cdot \nu, \quad (4.8)$$

где  $\nu$  – линейная частота колебаний вектора напряженности электрического поля световой волны, которая связана с периодом колебаний  $T$

$$\nu = \frac{1}{T}. \quad (4.9)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (4.10)$$

где  $k$  – волновое число, которое связано с длиной волны  $\lambda$ .

### 4.2.1 Интерференция света

Наиболее интересный случай представляет сложение двух или нескольких когерентных световых волн.

Когерентными называются волны, имеющие постоянную разность фаз между собой. Волны будут когерентные в том случае, если имеют одинаковую длину волны (частоту) и неизменную разность оптического хода.

Сложение когерентных световых волн вызывает их *интерференцию*.

Интерференцией света называется пространственное перераспределение интенсивности светового потока при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн, в результате которого в одних местах возникают максимумы, а в других минимумы интенсивности света. Реализующаяся в этом случае картина называется интерференционной.

Рассмотрим интерференцию двух когерентных волн с амплитудами  $E_{01}$  и  $E_{02}$ , исходящих из двух источников. Пусть волны накладываются друг на друга в точке  $P$ , как показано на рисунке 4.6. Разность оптического хода между волнами равна  $\Delta x$ .

Напряженность электрического поля в точке  $P$  первой и второй волны соответственно равна:

$$E_1 = E_{01} \sin\left(\omega \cdot t - \frac{2\pi}{\lambda} x_1\right). \quad (4.11)$$

$$E_2 = E_{02} \sin\left(\omega \cdot t - \frac{2\pi}{\lambda} x_2\right). \quad (4.12)$$

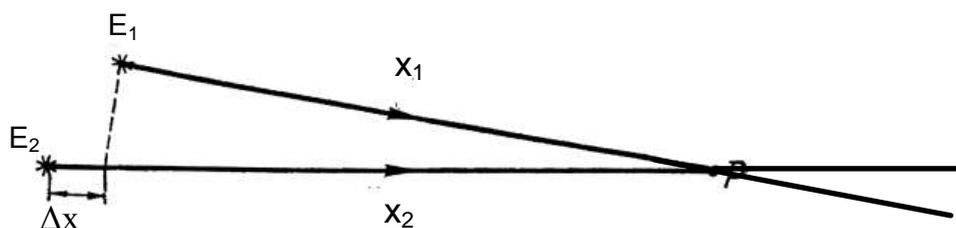


Рисунок 4.6 – Наложение световых волн

Результирующая напряженность световой волны, которая равна сумме  $E_1$  и  $E_2$  в точке  $P$ , будет зависеть от разности фаз этих волн

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(x_1 - x_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x. \quad (4.13)$$

Наиболее важные случаи возникают тогда, когда разность фаз будет равна

$$\Delta\varphi = 2\pi \cdot n, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \text{ — это условие максимума.}$$

В этом случае волны  $E_1$  и  $E_2$  будут синфазны (рисунок 4.7, *а*), и волны наибольшим образом усилят друг друга, поэтому в результате их сложения в точке  $P$  будет максимальная интенсивность света.

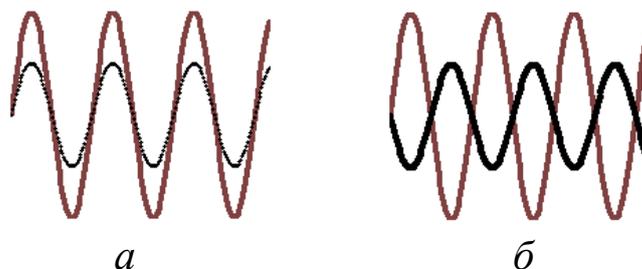


Рисунок 4.7 – Сложение когерентных волн:  
*а* – синфазных; *б* – противофазных

Если  $\Delta\varphi = \pi \cdot (2n + 1)$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , – это условие минимума, то волны  $E_1$  и  $E_2$  будут противофазны, и в результате их сложения в точке  $P$  будет минимальная интенсивность света.

Условия максимума и минимума можно записать через разность оптического хода так:

$$\text{условие максимума: } \Delta x = n\lambda. \quad (4.14)$$

$$\text{условие минимума: } \Delta x = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (4.15)$$

Отсюда следует, что в точке  $P$  будет максимум, если разность хода волн составляет целое число волн; если разность хода волн составляет нечетное число полуволн, то в точке  $P$  будет минимум.

Пожалуй, единственным практическим способом получения когерентных источников является раздвоение одного источника света на два при помощи экрана с двумя отверстиями, как показано на рисунке 4.8.

Такой опыт впервые провел Т. Юнг в 1803 г., поэтому он носит его имя.

Две когерентные световые волны, исходящие из отверстий  $S_1$  и  $S_2$ , приходят в точку  $A$  экрана с разностью фаз, определяемую выражением (4.13).

Из геометрических расчетов в рисунке 4.8 следует, что оптическая разность хода между лучами в точке  $A$  с координатой  $y$  будет определяться выражением

$$\Delta x = \frac{y \cdot d}{L}. \quad (4.16)$$

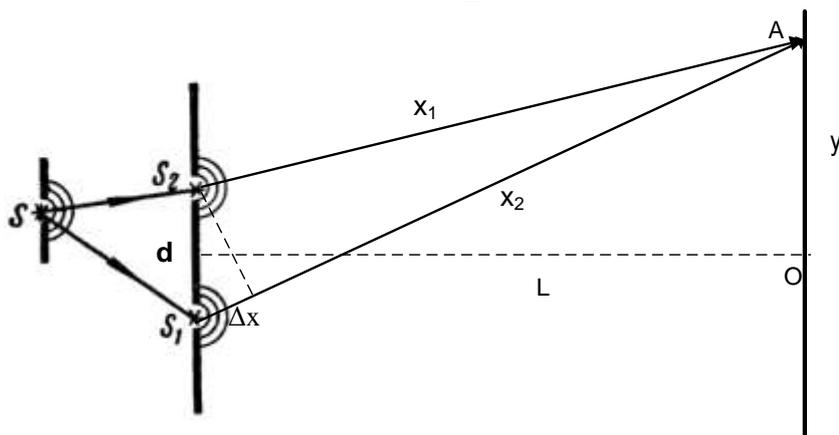


Рисунок 4.8 – Оптическая разность хода

Так как в точке максимума  $\Delta x = n\lambda$ , координата  $y$  максимума интенсивности света в точке  $A$  будет определяться условием

$$y_{\max} = n \frac{\lambda \cdot L}{d}, \quad (4.17)$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots$ , – порядковый номер максимума;

$\lambda$  – длина волны;

$d$  – расстояние между щелями.

В точке минимума  $\Delta x = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$ . Тогда координата минимумов определяется условием

$$y_{\min} = (2n + 1) \frac{\lambda \cdot L}{2 \cdot d}. \quad (4.18)$$

Расстояние между соседними максимумами или минимумами (они одинаковы) равно

$$\Delta y = \frac{\lambda \cdot L}{d}. \quad (4.19)$$

На основании этой формулы можно экспериментально определять длину световой волны по измеренным значениям  $d$ ,  $L$  и  $\Delta y$ .

Особенно четкой эта картина получается в случае, когда вместо точечных источников света используются узкие параллельные светящиеся щели, что и было в опыте Юнга. В этом случае максимумы и минимумы имеют соответственно вид светлых и темных полос, параллельных друг другу. Центральный максимум, соответствующий  $n = 0$ , проходит через точку  $O$ .

Таким образом, интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос.

Отметим, что при использовании не монохроматического, а белого света, интерференционные максимумы для каждой длины волны будут, согласно формуле (4.19), смещены друг относительно друга. В результате все светлые полосы приобретут цветную окраску.

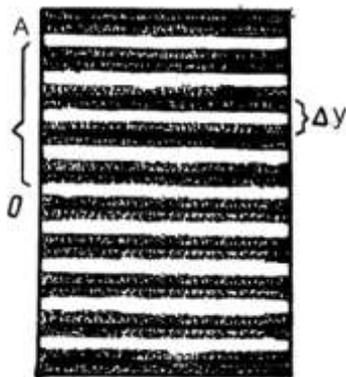


Рисунок 4.9 – Интерференционная картина

Интерференцией света объясняется окраска мыльных пузырей и тонких масляных пленок на воде, хотя мыльный раствор и масло бесцветны. Световые волны частично отражаются от поверхности тонкой пленки, частично проходят в нее. На второй границе пленки вновь происходит частичное отражение волны (рисунок 4.10). Световые волны, отраженные двумя поверхностями тонкой пленки, распространяются в одном направлении, но проходят разные пути. При разности хода, кратной целому числу длин волн, будет наблюдаться максимум света для определенной длины волны, что и вызывает цветовую окраску поверхности пленки.

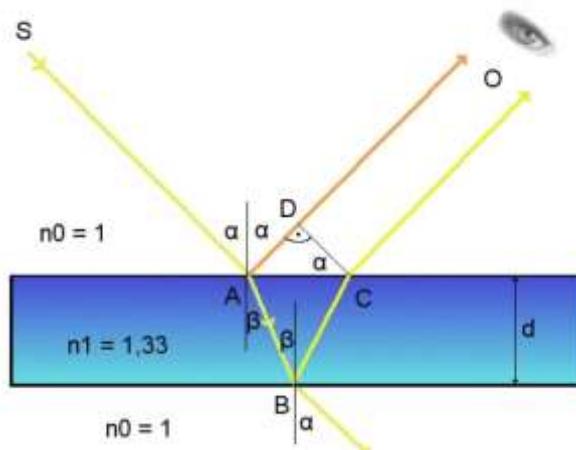


Рисунок 4.10 – Интерференция в тонкой пленке:  $\alpha$  – угол падения;  $\beta$  – угол преломления, преломленный луч отстанет от отраженного, они сводятся глазом в один и интерферируют

## 4.2.2 Дифракция света

Дифракцией света называется явление непрямолинейного распространения светового луча вблизи препятствий (их огибание).

Из-за явления дифракции свет может заходить в область геометрической тени (рисунок 4.11).

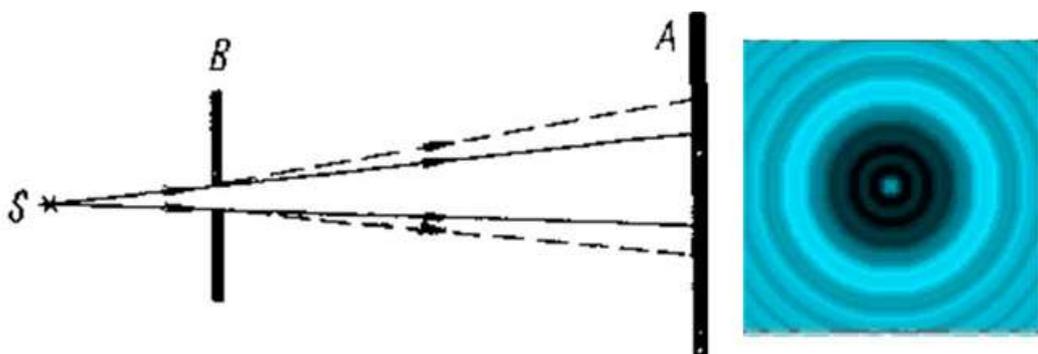


Рисунок 4.11 – Дифракция

Если на пути параллельного светового пучка расположено круглое препятствие (круглый предмет или отверстие в непрозрачной преграде), то на экране, расположенном на достаточно большом расстоянии от препятствия, появляется дифракционная картина – система чередующихся светлых и темных колец или чередование максимумов и минимумов освещенности. Если препятствие имеет вид линий, как, например, щель, нить, край преграды, то дифракционная картина представляет собой систему параллельных дифракционных полос.

При использовании белого света дифракционная картина приобретает цветную окраску.

Явление дифракции свойственно вообще всяким волнам, поэтому дифракция световых лучей свидетельствует о волновых свойствах света.

Для наблюдения дифракции необходимо, чтобы размер предмета был малым по сравнению с расстоянием до места наблюдения дифракционной картины, но наиболее отчетливые дифракционные картины получаются в случае, когда на пути распространения света находятся очень мелкие преграды размером порядка длины световой волны.

Дифракционные картины нередко наблюдаются в естественных условиях. Так, например, цветные кольца, окружающие источник света, наблюдаемые сквозь туман или через запотевшее оконное стекло, обусловлены дифракцией света на мельчайших водяных каплях.

### **Дифракция света на одной щели**

Если свет из параллельных монохроматических лучей падает нормально на преграду с узкой прямоугольной щелью (рисунок 4.12), то все лучи из-за дифракции будут отклоняться от первоначального направления. Если эти лучи собрать линзой, то на экране будет наблюдаться дифракционная картина (рисунок 4.13).

Согласно принципу Гюйгенса–Френеля все точки щели являются вторичными источниками световых волн. Эти волны вследствие дифракции отклоняются от первоначального направления и интерферируют между собой. На экране будет наблюдаться система интерференционных минимумов и максимумов или чередование размытых изображений источника света, разделенных темными промежутками.

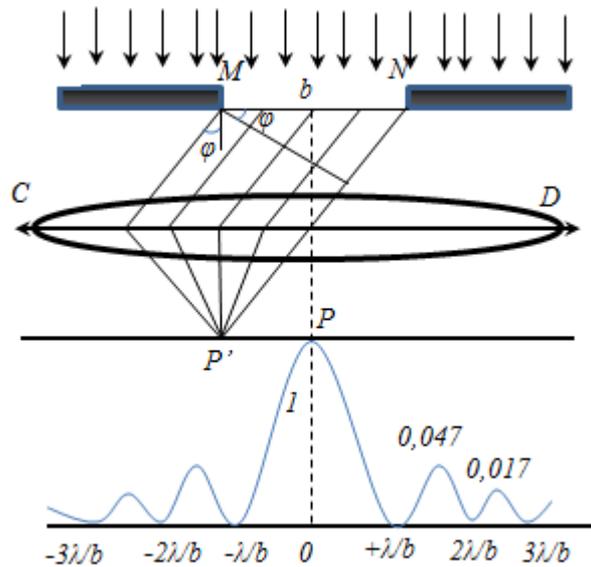


Рисунок 4.12 – Отклонение лучей



Рисунок 4.13 – Дифракционная решетка с одной щелью

Оптическая разность хода  $\Delta$  между крайними лучами, идущими от щели в одном направлении, равна

$$\Delta = b \sin \varphi. \quad (4.20)$$

Положение максимумов определяется условием, когда оптическая разность хода между крайними лучами равна

$$b \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (4.21)$$

где  $m$  – целое число полуволн.

Положение дифракционных минимумов наблюдается, когда оптическая разность хода между крайними лучами равна

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda; \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (4.22)$$

где  $m$  (целое число волн) – порядок дифракционного максимума.

### Дифракционная решетка

**Дифракционной решеткой** в оптике называется совокупность большого числа прозрачных и непрозрачных полос, на которых происходит дифракция света.

Простейшей дифракционной решеткой является система из  $N$  одинаковых параллельных прозрачных прямоугольных участков на плоском стекле, разграниченных непрозрачными промежутками. Хорошая ре-

шетка изготавливается специальным оборудованием, с помощью которого на стеклянную пластинку наносятся параллельные штрихи, как показано на рисунке 4.14. Число штрихов может составлять до нескольких тысяч на 1 мм, а общее число штрихов – сотни тысяч.

Если обозначить ширину прозрачных промежутков  $b$ , а ширину непрозрачных промежутков  $a$ , то величина  $d = b + a$  называется постоянной, или периодом дифракционной решетки.

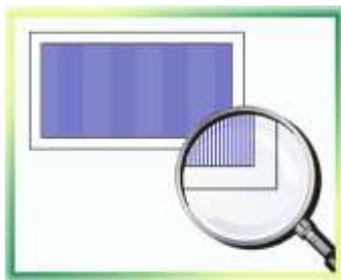


Рисунок 4.14 – Дифракционная решетка

### Дифракционная картина от дифракционной решетки

Дифракционная картина от решетки резко отличается от дифракционной картины, полученной от одной щели. В ней наблюдаются хорошо определяемые главные максимумы и минимумы, которые резко ограничены между собой наличием дополнительных максимумов, значительно менее интенсивных (рисунок 4.15).

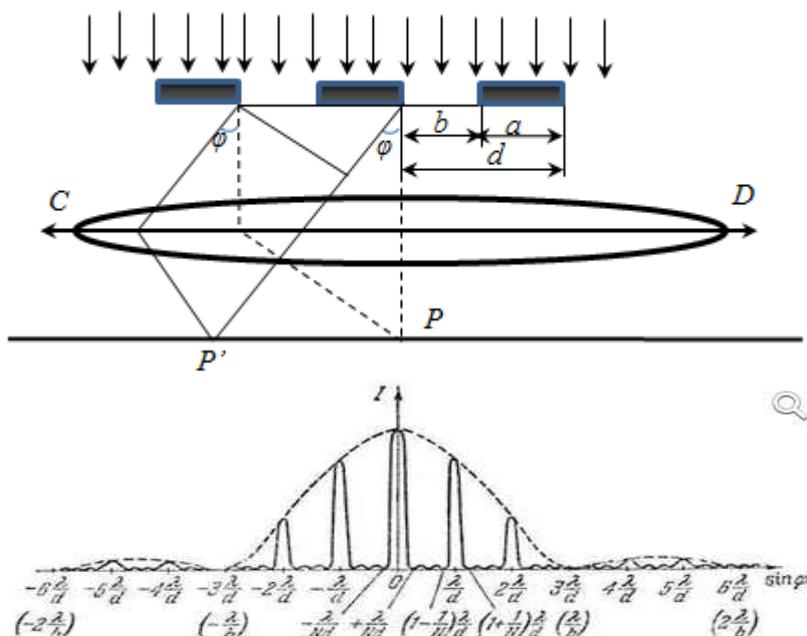


Рисунок 4.15 – Ход лучей в дифракционной решетке и положение главных и дополнительных максимумов

Чем больше число штрихов, приходящих на 1 мм, тем ярче главные дифракционные максимумы и тем выше разрешение спектрального состава света, проходящего через решетку.

Рассмотрим положение главных максимумов и минимумов. Пусть нормально к плоскости дифракционной решетки падает монохроматическая волна. Вследствие того, что щели расположены на равных расстояниях друг от друга, разность хода лучей  $\Delta$ , которые идут от пары соседних щелей, для избранного направления будет одинакова для всей дифракционной решетки

$$\Delta = d \cdot \sin \varphi. \quad (4.23)$$

Условием *главных максимумов* для дифракционной решетки служит выражение

$$d \cdot \sin \varphi = \pm m\lambda; (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (4.24)$$

где  $m = 1, 2, 3, \dots$  – условие главных максимумов.

Условие главных минимумов определяется как

$$a \cdot \sin \varphi = \pm m\lambda; (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (4.25)$$

Помимо главных минимумов, в результате взаимной интерференции лучей света, которые посылает пара щелей, в некоторых направлениях появляются дополнительные минимумы. Они возникают в направлениях, где разность хода лучей составляют нечетное число полуволн. Условие дополнительных минимумов записывают как

$$k' = 1, 2, 3, \dots, N - 1, N + 1, \dots, 2N - 1, 2N + 1, \dots \quad (4.26)$$

где  $N$  – число щелей дифракционной решетки;

$k'$  принимает любые целые значения кроме  $0, N, 2N, \dots$

Из формулы (4.26) следует, что между двумя главными максимумами находятся  $N - 1$  дополнительных минимумов, которые разделяют вторичные максимумы. Это показано на рисунке 4.15.

Если период решетки известен, то по измеренному значению угла  $\varphi$ , соответствующему направлению на максимум, можно определить длину световой волны. Поэтому дифракционная решетка является одним из наиболее точных оптических приборов для измерения длин волн, испускаемых источником света. Это называется спектральным анализом. Если через решетку пропускать белый свет, то все максимумы (кроме центрального  $m = 0$ ) будут разложены в спектр. При этом фиолетовая область данного спектра будет обращена к центру картины дифракции.

Из формулы, определяющей условие наблюдения главных максимумов в дифракционной решетке, можно установить количество мак-

симумов на дифракционной картине. Так как величина синуса не может быть больше единицы, т.е.

$$\sin \varphi = \frac{m\lambda}{d} \leq 1. \quad (4.27)$$

Тогда количество главных максимумов или числа пиков будет определяться условием

$$m \leq \frac{d}{\lambda}. \quad (4.28)$$

### 4.2.3 Понятие кванта

Классическая физика, а именно волновая электромагнитная теория, не могла объяснить многие явления, связанные с взаимодействием света с веществом, в частности вопрос о распределении энергии по длинам волн при тепловом излучении черного тела, а также законы фотоэффекта.

Перечисленные затруднения и противоречия были преодолены благодаря смелой гипотезе (1900) немецкого физика М. Планка, согласно которой излучение и поглощение электромагнитной энергии происходят не непрерывно, а дискретно, т.е. *определенными порциями (квантами)*, энергия которых определяется частотой  $\nu$

$$\varepsilon_0 = h\nu, \quad (4.29)$$

где  $h$  – постоянная Планка.

*Отсюда следует определение: квант – это наименьшая порция энергии электромагнитного излучения.*

Эйнштейн в 1905 г. создал *квантовую теорию света*, согласно которой не только *излучение* света, но и его *распространение* происходит в виде *потока световых квантов*, энергия которых определяется соотношением (4.29).

Квант ведет себя подобно частице, которая движется со скоростью света  $c$ , *но не имеет массу покоя*. Следовательно, квант отличается от таких элементарных частиц, как электрон, протон и нейтрон, которые обладают массой покоя и могут находиться в состоянии покоя с нулевой скоростью.

Квант, подобно частицам, обладает импульсом (количеством движения)

$$p_\gamma = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (4.30)$$

Так как квант обладает импульсом, то для него можно определить эффективную массу (не путать с массой покоя)

$$m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (4.31)$$

Таким образом, квант, как и любая другая частица, характеризуется энергией, массой и импульсом. Эти величины определяют его корпускулярные характеристики, а его частота  $\nu$  – волновую характеристику.

Квантовая теория электромагнитного излучения позволила объяснить экспериментально установленные кривые теплового лучеиспускания и лучепоглощения нагретых тел, а также явление фотоэффекта.

#### 4.2.4 Фотоэффект

Фотоэффект – одна из форм взаимодействия света с веществом. Различают внешний и внутренний фотоэффекты. Внешним фотоэффектом называется выбивание электронов из вещества под действием света. Внешний фотоэффект наблюдается в твердых телах, газах. Он был открыт Герцем в 1887 г. и исследован Столетовым в металлах. Электрическая схема для наблюдения внешнего фотоэффекта приведена на рисунке 4.16. Катод и анод помещены в вакуум, и катод освещается через кварцевое окно светом. Кварц пропускает ультрафиолет, что расширяет частотный диапазон светового облучения. Потенциалы катода и анода можно было изменять по величине и знаку.

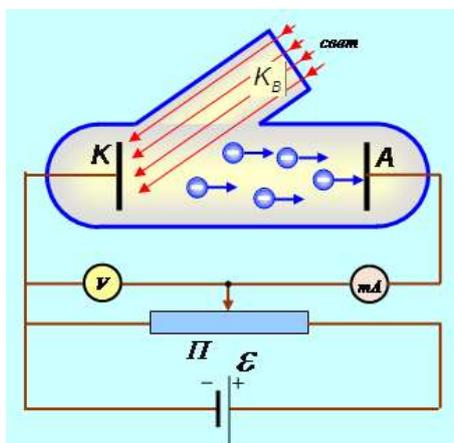


Рисунок 4.16 – Электрическая схема опыта Столетова

Фототок измеряется микроамперметром, напряжение анод – катод вольтметром. Полученные вольтамперные характеристики выглядят очень похоже (рисунок 4.17).

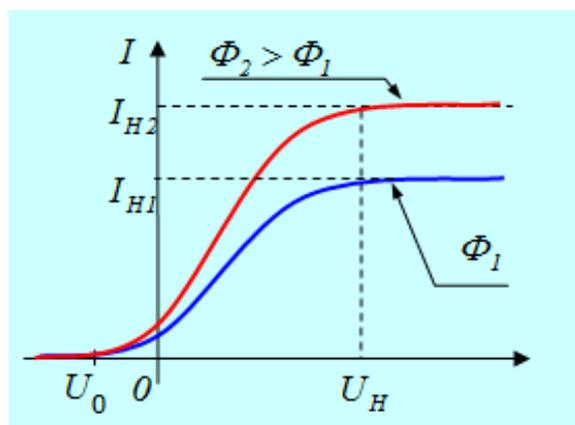


Рисунок 4.17 – Вольт-амперная характеристика вакуумного фотоэлемента

Ток прекращается при достижении на аноде отрицательного напряжения  $U_0$ , когда энергия отталкивания анода  $U_0 e$  превышает кинетическую энергию самых быстрых из вылетевших электронов, а фототок насыщения определяется таким значением тока  $I$ , когда он остается неизменным при дальнейшем увеличении потенциала анода  $U$ .

На основе исследований Столетов сформулировал три закона.

1. Фототок насыщения пропорционален величине падающего светового потока.

2. Скорость вылетевших фотоэлектронов зависит от частоты падающего света и материала фотокатода.

3. Для каждого материала фотокатода существует такая наименьшая частота света, ниже которой фотоэффект не происходит, – красная граница фотоэффекта.

Классическая физика объясняла только первый из законов.

Полное объяснение фотоэффекта дал Эйнштейн, используя для этого понятие кванта. Энергия кванта света, падающего на поверхность металла  $\varepsilon_0 = h\nu$ , расходуется на совершение работы выхода из металла и на сообщение электрону кинетической энергии

$$h\nu = A_{\text{вых}} + E_{\text{max}}, \quad (4.32)$$

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

$E_{\text{max}}$  – максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона;

$\nu$  – энергия падающего фотона.

Работа выхода – это энергия, которую необходимо затратить для вырывания электрона с поверхности металла.

Фотоэффект наблюдается в том случае, когда энергия падающего кванта света не менее работы выхода электрона из металла. Минимальная частота (максимальная длина волны), при которой возможен фотоэффект, называется красной границей фотоэффекта.

$$\nu_{кр} = \frac{A_{\text{вых}}}{h}. \quad (4.33)$$

$$\lambda_{кр} = \frac{hc}{A_{\text{вых}}}. \quad (4.34)$$

Отрицательное напряжение на аноде, при котором прекращается эмиссия электронов, называется задерживающим потенциалом и определяется максимальной кинетической энергией фотоэлектронов

$$\varphi = \frac{E_{\text{max}}}{e}, \quad (4.35)$$

где  $e$  – заряд электрона.

#### 4.2.5 Тепловое излучение нагретых тел

Любое тело, температура которого отличается от 0 К, испускает электромагнитное излучение. Такое излучение называется тепловым. Оно совершается за счет теплового движения структурных частиц, т.е. за счет внутренней энергии тела, и поэтому ведет к охлаждению излучающего тела.

Рассмотрим основные законы теплового излучения. Для этого введем следующие понятия.

Обозначим падающую на тело энергию через  $E_{\text{пад}}$ . Часть этой энергии отражается, часть поглощается. Обозначим их через  $E_{\text{отр}}$  и  $E_{\text{погл}}$ .

Тогда

$$E_{\text{пад}} = E_{\text{отр}} + E_{\text{погл}}. \quad (4.36)$$

Введем понятия отражательной  $\alpha$  и поглощательной способности  $\beta$ , они соответственно равны:

$$\alpha = \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}}. \quad (4.37)$$

$$\beta = \frac{E_{\text{погл}}}{E_{\text{пад}}}. \quad (4.38)$$

Естественно

$$\alpha + \beta = 1. \quad (4.39)$$

Для идеально отражающего тела (белого или зеркального)  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0$ .

Но для исследования теплового излучения более важным понятием служит **абсолютно черное тело**, которое определяется так.

*Тело, которое при любой температуре полностью поглощает все падающее на него электромагнитное излучение любой частоты (длины волны), называют абсолютно черным телом (АЧТ).*

Для АЧТ  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 1$ .

Простой моделью АЧТ является отверстие в достаточно большой полости. Попавший в отверстие луч многократно отражается от стенок сосуда и поглощается. Близкими к АЧТ являются слой сажи, раскаленная нить лампочки, поверхность Солнца и других звезд. В области видимого света хорошим примером является зрачок человеческого глаза. Он всегда черный.

Все тела для сохранения теплового равновесия при поглощении энергии должны ее излучать.

Обозначим через  $r(\lambda, T)$  энергию, излучаемую телом на длине электромагнитной волны  $\lambda$  при температуре  $T$  за единицу времени с единицы площади поверхности тела. *Эта величина называется спектральной плотностью излучения.*

Для нахождения полной энергии излучения  $R(T)$  с единицы площади и времени необходимо просуммировать  $r(\lambda, T)$  на всем диапазоне длин волн или вычислить определенный интеграл

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda. \quad (4.40)$$

Эта величина называется *энергетической светимостью*. Она зависит только от температуры тела.

### Закон Кирхгофа

Какое тело будет больше излучать – черное или белое? Ответ на этот вопрос дает закон Кирхгофа, который следует из общего закона сохранения энергии: для сохранения температуры тело должно излучать столько энергии, сколько и поглощать. Но так как лучепоглоща-

тельная способность максимальна для АЧТ,  $\beta_{\text{АЧТ}} = 1$ , то отсюда следует: *тепловое излучение АЧТ превышает излучение любых других тел при данной температуре.*

Это одна из формулировок закона Кирхгофа для лучеиспускания.

Закон Кирхгофа можно сформулировать и так: *чем больше энергии тело поглощает, тем больше энергии оно и излучает.*

Отсюда следует, что наибольшей излучательной способностью обладает АЧТ, т.е. пришли к первой формулировке.

Согласно закону Кирхгофа, например, закопченный чайник будет остывать быстрее, чем блестящий. То же самое и с отопительными батареями: батареи черного цвета будут обладать большей излучательной способностью, чем белого цвета.

### Законы Стефана–Больцмана

Зависимость  $R$  от температуры описывается законом Стефана–Больцмана, который получен экспериментально Стефаном и теоретически обоснован Больцманом.

**Закон Стефана–Больцмана.** Энергетическая светимость АЧТ пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры

$$R = \sigma \cdot T^4, \quad (4.41)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$  – постоянная Стефана–Больцмана, которая равна энергетической светимости АЧТ при температуре 1 К.

Излучение реальных тел описывается такой формулой

$$R = A \cdot \sigma \cdot T^4, \quad (4.42)$$

где  $A$  – коэффициент серости, и принимает значения от 0 до 1.

### Закон Вина

Из опыта известно, что при нагревании *цвет* тела изменяется, например при нагревании металлов. В астрономии звезды делятся по цветовым классам, каждому из которых соответствуют определенные пределы температуры. Самыми горячими звездами, а потому и самыми яркими, являются голубые.

Этот эффект объясняется изменением положения максимума излучения на кривой спектральной плотности излучения АЧТ, как показано на рисунке 4.18.

Длина волны, на которую приходится максимум в спектре излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре тела

$$\lambda_{\max} = \frac{b_1}{T}, \quad (4.43)$$

где  $b_1 = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 \cdot \text{К}^5$ .

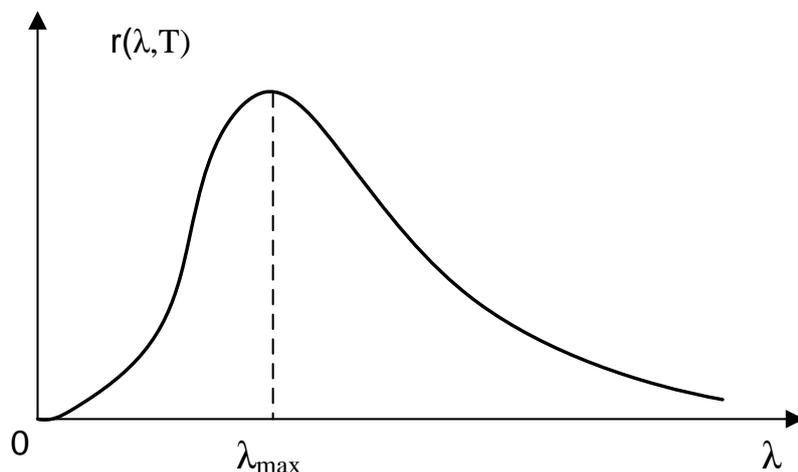


Рисунок 4.18 – Спектральная плотность излучения

Из закона Вина следует, что чем выше температура тела, тем меньше длина волны, на которую приходится максимум излучения АЧТ (рисунок 4.19).

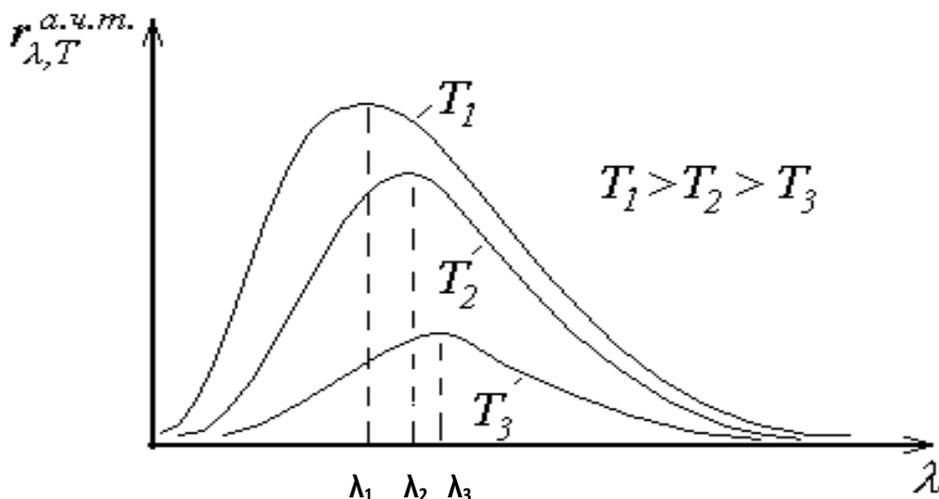


Рисунок 4.19 – Зависимость спектральной плотности энергетической светимости от длины волны излучения при различных температурах

На практике это проявляется в том, что при нагревании цвет тела изменяется в сторону более коротких волн (в голубую область).

Описания экспериментальных результатов удалось добиться только на основе идеи Планка о дискретности излучения электромагнитных волн. При этом каждая порция обладает энергией  $\varepsilon = h\nu$ . В результате чего вид функции значительно изменился, и она стала правильно описывать результаты эксперимента

$$r(\nu, T) = \frac{h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (4.44)$$

где  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с, постоянная Планка;

$c$  – скорость света в вакууме.

Формула Планка описывает спектральную плотность энергетической светимости как функцию длины волны или частоты исходя из квантовых представлений о природе света.

## Глава 5 АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

### 5.1 Теория атома водорода по Бору

#### 5.1.1 Линейчатый спектр атома водорода

Исследования спектров излучения разреженных газов (т.е. спектров излучения отдельных атомов) показали, что каждому газу присущ определенный линейчатый спектр, состоящий из отдельных спектральных линий или групп близко расположенных линий.

Самым изученным является спектр наиболее простого атома – атома водорода.

Швейцарский ученый И. Бальмер (1825–1898) подобрал эмпирическую формулу, описывающую все известные в то время спектральные линии атома водорода в видимой области спектра

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (5.1)$$

где  $R' = 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  – **постоянная Ридберга**.

Так как  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ , то формула (5.1) может быть переписана для частот

$$\nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (5.2)$$

где  $R = R' \cdot c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  – также постоянная Ридберга.

Из выражений этих формул вытекает, что спектральные линии, отличающиеся различными значениями  $n$ , образуют группу линий, называемую **серией Бальмера**. С увеличением  $n$  линии серии сближаются; значение  $n = \infty$  определяет **границу серии**, к которой со стороны бóльших частот примыкает сплошной спектр.

В дальнейшем (в начале XX в.) в спектре атома водорода было обнаружено еще несколько серий. В **ультрафиолетовой области спектра** находится **серия Лаймана**

$$\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 2, 3, 4, \dots). \quad (5.3)$$

В инфракрасной области спектра были также обнаружены:

**серия Пашена**  $\nu = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), (n = 4, 5, 6, \dots);$

*серия Брэкета*  $\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ , ( $n = 5, 6, 7, \dots$ );

*серия Пфунда*  $\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ , ( $n = 6, 7, 8, \dots$ );

*серия Хэмфри*  $\nu = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ , ( $n = 7, 8, 9, \dots$ ).

Все приведенные выше серии в спектре атома водорода могут быть описаны одной формулой, называемой **обобщенной формулой Бальмера**

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (5.4)$$

где  $m$  имеет в каждой данной серии постоянное значение,  $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$  (*определяет серию*);

$n$  принимает целочисленные значения начиная с  $m + 1$  (*определяет отдельные линии этой серии*) (рисунок 5.1)

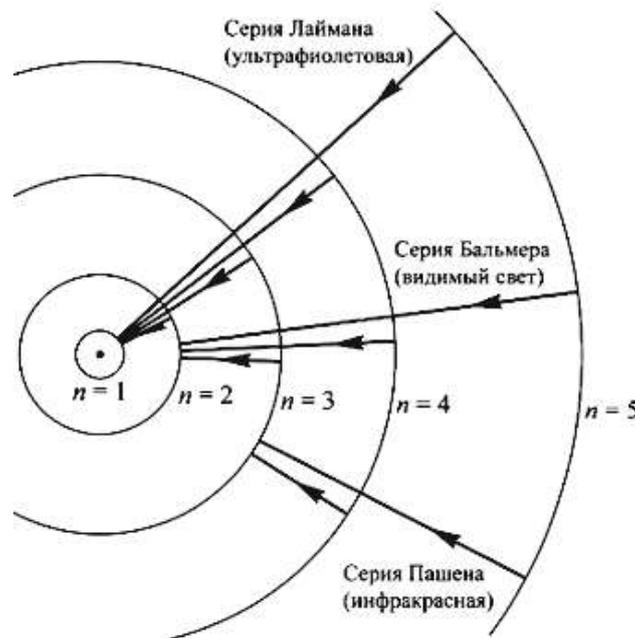


Рисунок 5.1 – Спектральные серии излучения атомарного водорода

Исследование более сложных спектров – спектров паров щелочных металлов (например, Li, Na, K) – показало, что они представляются набором незакономерно расположенных линий. Ридбергу удалось разделить их на три серии, каждая из которых располагается подобно линиям бальмеровской серии.

Приведенные выше сериальные формулы подобраны эмпирически и долгое время не имели теоретического обоснования, хотя и были подтверждены экспериментально с очень большой точностью. Приведенный выше вид сериальных формул, удивительная повторяемость в них целых чисел, универсальность постоянной Ридберга свидетельствуют о глубоком физическом смысле найденных закономерностей, вскрыть который в рамках классической физики оказалось невозможным.

### 5.1.2 Модели атомов Томсона, Резерфорда, Бора

В начале XX века было предпринято несколько попыток описать строение атома. В 1903 г. Д.Д. Томсон предложил модель, согласно которой атом представлял собой шар, заполненный равномерно распределенным положительным зарядом. Внутри шара находились электроны, суммарный отрицательный заряд которых уравнивал положительный заряд

$$\sum q_i = \sum q_i^+ + \sum q_i^- = 0. \quad (5.5)$$

Данная модель, к сожалению, не объясняла наличие многочисленных линий в спектрах излучения. Например, для атома водорода модель предсказывала непрерывное излучение электромагнитной энергии на одной выделенной частоте.

Э. Резерфорд и его сотрудники для выяснения структуры атомов произвели ряд экспериментов по рассеянию  $\alpha$ -частиц на тончайшей металлической фольге. Тяжелые положительно заряженные  $\alpha$ -частицы, образующиеся в результате радиоактивного распада некоторых веществ, имеют массу в несколько тысяч раз больше массы электрона. опыты показали, что большинство  $\alpha$ -частиц отклонялись совсем немного от первоначального направления, но и наблюдались отдельные  $\alpha$ -частицы, которые рассеивались на очень большие углы (почти до  $180^\circ$ ) (рисунок 5.2).

Анализируя полученные результаты, Резерфорд пришел к выводу, что такие рассеяния могут происходить при взаимодействии  $\alpha$ -частиц с объектами, обладающими положительным зарядом, большой массой и относительно малыми размерами. Исходя из этого, Резерфорд предложил планетарную модель атома.

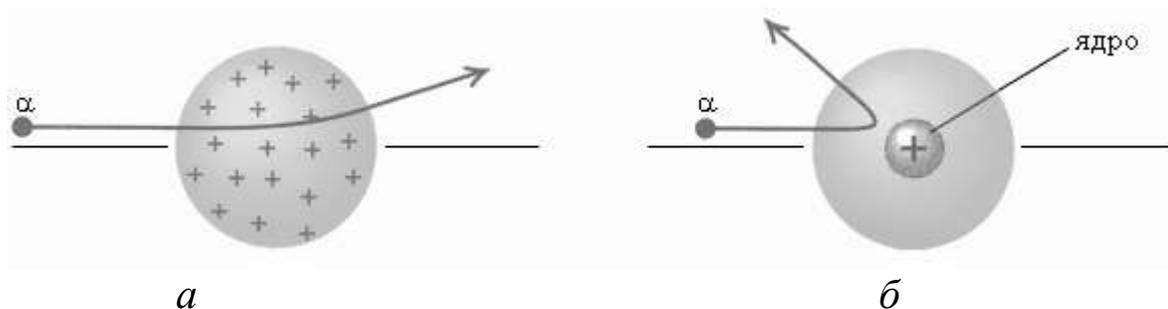


Рисунок 5.2 – Рассеяние  $\alpha$ -частиц на атомах Томпсона (а) и Резерфорда (б)

В центре атома находится положительно заряженное ядро, в котором сосредоточена практически вся его масса, а вокруг ядра по замкнутым орбитам движутся электроны. Поскольку атомы электрически нейтральны, то при заряде ядра  $\sum q_i = Ze$  вокруг него должно вращаться  $Z$  электронов.

Модель атома Резерфорда имела также ряд существенных недостатков. Если рассматривать движение частицы по замкнутой траектории, то такая частица всегда будет обладать ускорением. Поэтому в атоме Резерфорда электрон, движущийся вокруг ядра, согласно классической теории, должен непрерывно терять энергию вследствие излучения и поэтому приближаться к ядру. При этом изменение радиуса орбиты электрона и его скорости сопровождалось бы излучением порций энергий, значения которых также могли быть любыми. Таким образом, спектр излучения атома должен был быть сплошным, а не линейчатым.

### 5.1.3 Постулаты Бора

Первая попытка построить качественно новую – квантовую – теорию атома была предпринята в 1913 г. датским физиком Нильсом Бором (1885–1962). Он поставил перед собой цель связать в единое целое эмпирические закономерности линейчатых спектров, ядерную модель атома Резерфорда и квантовый характер излучения и поглощения света. В основу своей теории Бор положил два постулата.

**Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний):** в атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, в которых он не излучает энергии. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым

двигаются электроны. Движение электронов по стационарным орбитам не сопровождается излучением электромагнитных волн.

В стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь дискретные квантованные значения момента импульса, удовлетворяющие условию

$$m_e \cdot v \cdot r_n = n \cdot \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (5.6)$$

где  $m_e$  – масса электрона;

$v$  – его скорость по  $n$ -й орбите радиуса  $r_n$ ;

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

**Второй постулат Бора (правило частот):** при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) один фотон с энергией

$$h\nu = E_n - E_m, \quad (5.7)$$

равной разности энергий соответствующих стационарных состояний  $E_n$  и  $E_m$  – соответственно энергии стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения). При  $E_n > E_m$  происходит излучение фотона (переход атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, т.е. переход электрона с более удаленной от ядра орбиты на более близкую к ядру). При  $E_n < E_m$  – его поглощение (переход атома в состояние с большей энергией, т.е. переход электрона на более удаленную от ядра орбиту) (рисунок 5.3).

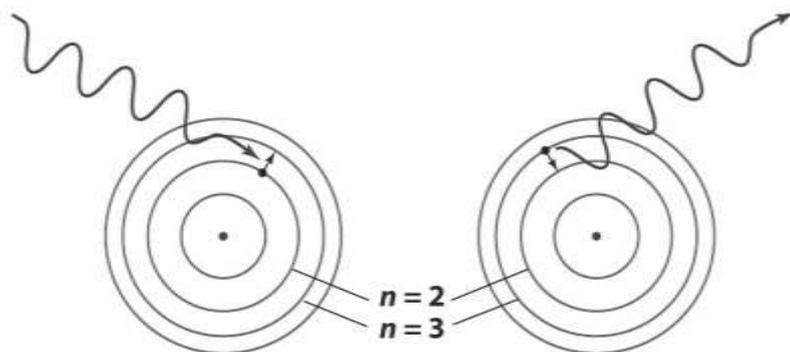


Рисунок 5.3 – Переход электрона между стационарными орбитами, сопровождающийся поглощением или излучением кванта энергии

Набор возможных дискретных частот  $\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$  квантовых переходов и определяет линейчатый спектр атома.

### 5.1.4 Опыты Франка и Герца

Изучая методом задерживающего потенциала столкновения электронов с атомами газов (1913), Д. Франк и Г. Герц экспериментально доказали дискретность значений энергии атомов. Принципиальная схема их установки приведена на рисунке 5.4. Вакуумная трубка, заполненная парами ртути (давление приблизительно равно 13 Па), содержала катод (К), две сетки ( $C_1$  и  $C_2$ ) и анод (А). Электроны, эмиттируемые катодом, ускорялись разностью потенциалов, приложенной между катодом и сеткой  $C_1$ . Между сеткой  $C_2$  и анодом приложен небольшой (примерно 0,5 В) задерживающий потенциал.

Электроны, ускоренные в области 1, попадают в область 2 между сетками, где испытывают соударения с атомами паров ртути. Электроны, которые после соударений имеют достаточную энергию для преодоления задерживающего потенциала в области 3, достигают анода. При неупругих соударениях электронов с атомами ртути последние могут возбуждаться. Согласно боровской теории, каждый из атомов ртути может получить лишь вполне определенную энергию, переходя при этом в одно из возбужденных состояний. Поэтому если в атомах действительно существуют стационарные состояния, то электроны, сталкиваясь с атомами ртути, должны терять энергию дискретно, определенными порциями, равными разности энергий соответствующих стационарных состояний атома.

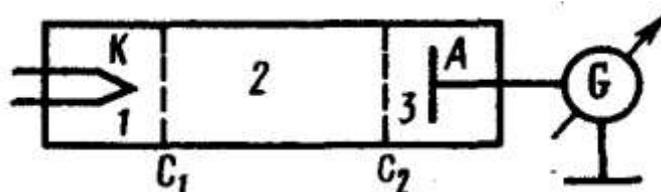


Рисунок 5.4 – Опыт Франка–Герца

Из опыта следует, что при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,86 В анодный ток возрастает монотонно, его значение проходит через максимум (4,86 В), затем резко уменьшается и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при  $2 \cdot 4,86$  и  $3 \cdot 4,86$  В.

Ближайшим к основному, невозбужденному, состоянию атома ртути является возбужденное состояние, отстоящее от основного по

шкале энергий на 4,86 эВ. Пока разность потенциалов между катодом и сеткой меньше 4,86 В, электроны, встречая на своем пути атомы ртути, испытывают с ними только упругие соударения. При  $e\varphi = 4,86 \text{ эВ}$  энергия электрона становится достаточной, чтобы вызвать неупругий удар, при котором электрон отдает атому ртути всю кинетическую энергию, возбуждая переход одного из электронов атома из нормального энергетического состояния на возбужденный энергетический уровень. Электроны, потерявшие свою кинетическую энергию, уже не смогут преодолеть тормозящего поля и достигнуть анода. Этим и объясняется первое резкое падение анодного тока при  $e\varphi = 4,86 \text{ эВ}$ . При значениях энергии, кратных 4,86 эВ, электроны могут испытать с атомами ртути 2, 3, ... неупругих соударения, потеряв при этом полностью свою энергию, и не достигнуть анода, т.е. должно наблюдаться резкое падение анодного тока. Это действительно наблюдается на опыте.

Таким образом, опыты Франка и Герца показали, что электроны при столкновении с атомами ртути передают атомам только определенные порции энергии, причем 4,86 эВ – наименьшая возможная порция энергии (наименьший квант энергии), которая может быть поглощена атомом ртути в основном энергетическом состоянии.

Следовательно, идея Бора о существовании в атомах стационарных состояний блестяще выдержала экспериментальную проверку.

Атомы ртути, получившие при соударении с электронами энергию  $\Delta E$ , переходят в возбужденное состояние и должны возвратиться в основное, излучая при этом, согласно второму постулату Бора, световой квант с частотой  $\nu = \frac{\Delta E}{h}$ . По известному значению  $\Delta E = 4,86 \text{ эВ}$  можно вычислить длину волны излучения

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} \approx 255 \text{ нм}. \quad (5.8)$$

Таким образом, если теория верна, то атомы ртути, бомбардируемые электронами с энергией 4,86 эВ, должны являться источником ультрафиолетового излучения с  $\lambda \approx 255 \text{ нм}$ . Опыт действительно обнаруживает одну ультрафиолетовую линию с  $\lambda \approx 254 \text{ нм}$ . Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтвердили не только первый, но и второй постулат Бора. Эти опыты сыграли огромное значение в развитии атомной физики.

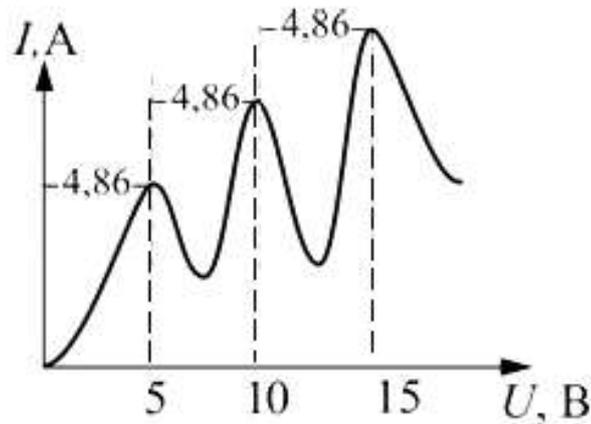


Рисунок 5.5 – Зависимость анодного тока от напряжения на аноде в опыте Франка–Герца

### 5.1.5 Спектр атома водорода по Бору

Постулаты, выдвинутые Бором, позволили рассчитать спектр атома водорода и **водородоподобных систем** – систем, состоящих из ядра с зарядом  $Ze$  и одного электрона (например, ионы  $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^{2+}$ ), а также теоретически вычислить постоянную Ридберга.

Следуя Бору, рассмотрим движение электрона в водородоподобной системе, ограничиваясь круговыми стационарными орбитами. Решая совместно для системы *электрон – ядро* с зарядом  $Ze$  уравнение

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2}, \quad (5.9)$$

предложенное Резерфордом, и уравнение (5.6), получим выражение для радиуса  $n$ -й стационарной орбиты

$$r_n = n^2 \frac{4\pi \cdot \epsilon_0 \hbar^2}{m_e Ze^2}, \quad (5.10)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Из выражения (5.10) следует, что радиусы орбит растут пропорционально квадратам целых чисел (рисунок 5.6).

Для атома водорода ( $Z = 1$ ) радиус первой орбиты электрона при  $n = 1$ , называемый **первым боровским радиусом ( $a$ )**, равен

$$r_1 = a = n \frac{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar^2}{m_e e^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 52,8 \text{ нм}, \quad (5.11)$$

что соответствует расчетам на основании кинетической теории газов.

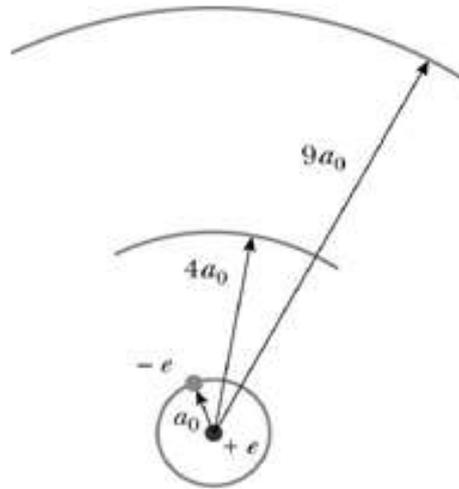


Рисунок 5.6 – Боровские орбиты электрона в водородоподобном атоме

Так как радиусы стационарных орбит измерить невозможно, то для проверки теории необходимо обратиться к таким величинам, которые могут быть измерены экспериментально. Такой величиной является энергия, излучаемая и поглощаемая атомами водорода.

Полная энергия электрона в водородоподобной системе складывается из его кинетической энергии  $\left(\frac{m_e v^2}{2}\right)$  и потенциальной энергии в электростатическом поле ядра  $\left(-\frac{Z \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r}\right)$

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{Z \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r} = \frac{Z \cdot e^2}{8\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r}. \quad (5.12)$$

Учитывая квантованные для радиуса  $n$ -й стационарной орбиты значения  $r$ , получим, что энергия электрона может принимать только следующие дозволенные дискретные значения:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{Z^2 \cdot m_e \cdot e^4}{8h^2 \cdot \epsilon_0^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (5.13)$$

где знак минус означает, что электрон находится в связанном состоянии.

Из последней формулы следует, что энергетические состояния атома образуют последовательность энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значения  $n$ . Целое число  $n$  в выражении (5.13), определяющее энергетические уровни атома, называется **главным квантовым числом**. Энергетическое состояние с  $n=1$  является **основным (нормальным)** состоянием; состояния с

$n > 1$  являются **возбужденными**. Энергетический уровень, соответствующий основному состоянию атома, называется **основным (нормальным)** уровнем; все остальные уровни являются возбужденными.

Придавая  $n$  различные целочисленные значения, получим для атома водорода ( $Z = 1$ ), согласно формуле (5.13), возможные уровни энергии, схематически представленные на рисунке 5.7. Энергия атома водорода с увеличением  $n$  возрастает, и энергетические уровни сближаются к границе, соответствующей значению  $n = \infty$ . Атом водорода обладает, таким образом, минимальной энергией ( $E_1 = -13,55 \text{ эВ}$ ) при  $n = 1$  и максимальной ( $E_\infty = 0$ ) при  $n = \infty$ . Следовательно, значение  $E_\infty = 0$  соответствует **ионизации** атома (отрыву от него электрона). Согласно второму постулату Бора, при переходе атома водорода ( $Z = 1$ ) из стационарного состояния  $n$  в стационарное состояние  $m$  с меньшей энергией испускается квант

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m_e \cdot e^4}{8h^2 \cdot \varepsilon_0^2} \cdot \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (5.14)$$

откуда частота излучения

$$\nu = \frac{m_e \cdot e^4}{8h^3 \cdot \varepsilon_0^2} \cdot \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \cdot \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5.15)$$

где  $R = \frac{m_e \cdot e^4}{8h^3 \cdot \varepsilon_0^2}$ .

Воспользовавшись при вычислении современными значениями универсальных постоянных, получим величину, совпадающую с экспериментальным значением постоянной Ридберга в эмпирических формулах для атома водорода. Это совпадение убедительно доказывает правильность полученной Бором формулы для энергетических уровней водородоподобной системы.

Подставляя, например, в формулу Ридберга  $m = 1$  и  $n = 2, 3, 4, \dots$ , получим группу линий, образующих серию Лаймана и соответствующих переходам электронов с возбужденных уровней ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) на основной ( $m = 1$ ). Аналогично, при подстановке  $m = 2, 3, 4, 5, 6$  и соответствующих им значений  $n$ , получим серии Бальмера, Пашена, Брэкета, Пфунда и Хэмфри (часть из них схематически представлена на рисунке 5.7). Следовательно, по теории Бора, спектральные серии соответствуют излучению,

возникающему в результате перехода атома в данное состояние из возбужденных состояний, расположенных выше данного.

Спектр поглощения атома водорода является линейчатым, но содержит при нормальных условиях только серию Лаймана. Он также объясняется теорией Бора. Так как свободные атомы водорода обычно находятся в основном состоянии (стационарное состояние с наименьшей энергией при  $n=1$ ), то при сообщении атомам извне определенной энергии могут наблюдаться лишь переходы атомов из основного состояния в возбужденные (возникает серия Лаймана).

Теория Бора была крупным шагом в развитии атомной физики и явилась важным этапом в создании квантовой механики. Однако эта теория обладает внутренними противоречиями (с одной стороны, применяет законы классической физики, а с другой – основывается на квантовых постулатах).

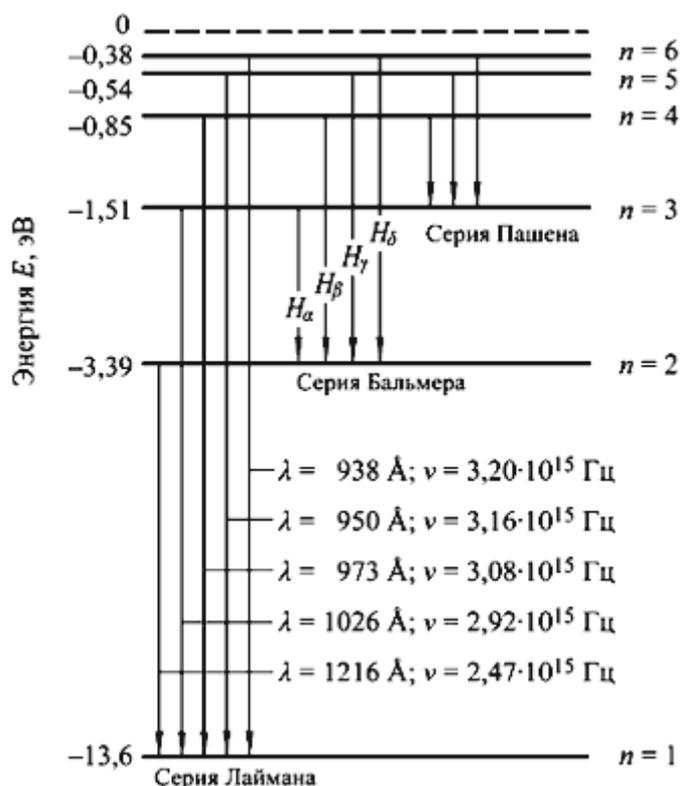


Рисунок 5.7 – Спектр водородоподобного атома

В теории Бора рассмотрены спектры атома водорода и водородоподобных систем и вычислены частоты спектральных линий, однако эта теория не смогла объяснить интенсивности спектральных линий и ответить на вопрос: почему совершаются те или иные переходы? Серьезным недостатком теории Бора была

невозможность описания с ее помощью спектра атома гелия – одного из простейших атомов, непосредственно следующего за атомом водорода.

## 5.2 Элементы квантовой механики

### 5.2.1 Волна де Бройля. Соотношение Гейзенберга

В 1924 г. французский физик Л. Бройль высказал гипотезу о том, что движущиеся частицы (элементарные частицы, атомы, молекулы и т.д.) могут обладать волновыми свойствами. Де Бройль предположил, что длина волны, отвечающая материальной частице, связана с ее импульсом так же, как и у фотона

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (5.16)$$

где  $h$  – постоянная Планка;

$p = mv$  – импульс частицы.

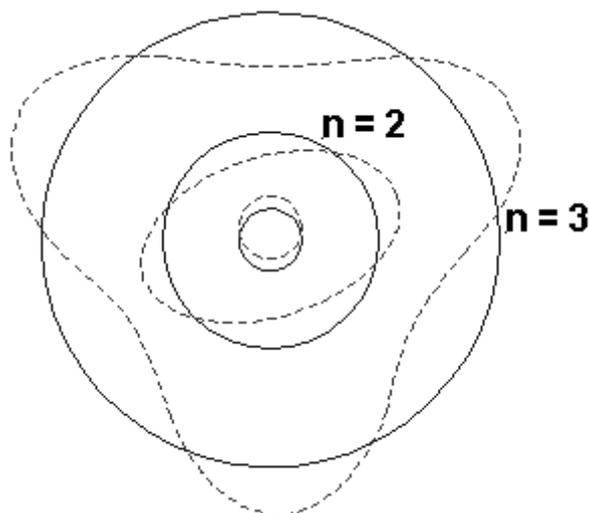


Рисунок 5.8 – Каждая стационарная орбита электрона в атоме соответствует волне  $\lambda$ , на длине окружности которой укладывается целое число  $n$  длин волн де Бройля

Дебройлевская длина волны частицы массой  $m = 1$  г, движущейся со скоростью  $v = 100$  м/с, составляет  $\lambda = 6,6 \cdot 10^{-33}$  м, такая величина практически не поддается измерению. Однако если рассмотреть элементарные частицы, то им будет соответствовать волновой процесс с измеряемой длиной волны, которые обладают чрезвычайно малой массой. Например, электрону, ускоренному разностью потенциалов 100 В,

будет соответствовать волновой процесс  $\lambda = 0,12$  нм. В 1927 г. в опытах американских физиков Дэвиссона и Джермера при рассеянии параллельного пучка моноэнергетических электронов, создаваемого электронной пушкой, на монокристалле никеля отчетливо наблюдалась дифракционная картина. Дифракционный максимум рассеяния электронов наблюдался при выполнении условия Вульфа – Брэгга

$$2d \cdot \sin \theta = n\lambda, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (5.17)$$

где  $d$  – межплоскостное расстояние в кристалле;

$\theta$  – угол, под которым происходит рассеивание электронов;

$\lambda$  – длина волны падающих электронов.

Волновыми свойствами обладают не только электроны, но и более тяжелые частицы (протон, нейтрон, легкие атомы). Для описания волновых свойств частиц применяют *квантовую механику*, которая описывает движение частиц на масштабе, сравнимом с длиной волны де Бройля  $\lambda$ .

Квантовая частица не имеет определенной траектории при движении в пространстве, поскольку координата частицы  $x$  и соответствующая проекция импульса  $p_x$  не могут иметь определенные значения. Неопределенность координаты  $\Delta x$  и импульса  $\Delta p_x$  удовлетворяет *соотношению неопределенности Гейзенберга*

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{h}{2\pi}, \quad (5.18)$$

где  $h$  – постоянная Планка.

Соотношение неопределенности можно переписать и в энергетическом виде: неопределенность некоторого энергетического состояния  $\Delta E$  частицы и времени  $\Delta t$ , в котором данное состояние существует, определяется с точностью до величины постоянной Планка

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}. \quad (5.19)$$

### 5.2.2 Строение и характеристики атомного ядра

В 1911 году Резерфорд установил ядерную структуру атома. Опыты показали, что характерный размер ядра составляет величину порядка  $d \sim 10^{-15}$  м.

Атомное ядро характеризуется электрическим зарядом и массой. Заряд ядра –  $Ze$ , где  $Z$  – порядковый номер элемента в таблице Менделеева,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – элементарный заряд. Ядро атома водорода

состоит из одного протона, его заряд равен  $+e$ , масса протона  $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1836,15 \cdot m_e$ , где  $m_e$  – масса электрона. В 1932 году Д. Чедвиг обнаружил нейтрон, электрический заряд которого равен нулю, а масса близка к массе протона:  $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1838,68 \cdot m_e$ .

Ядро атома состоит из протонов и нейтронов – часто объединяемых общим названием *нуклоны*. Суммарный электрический заряд ядра определяется числом протонов в ядре  $Z$  – зарядовым числом. Зарядовое число атома определяется по порядковому номеру химического элемента в таблице Менделеева. Полная масса ядра определяется числом протонов  $Z$  и числом нейтронов в ядре –  $N$ , величина  $A = Z + N$  – называется массовым числом ядра. Ядра атомов принято обозначать символом, где  $X$  – символ химического элемента в таблице Менделеева:  $X_Z^A$ .

Атомы с одинаковым зарядовым числом  $Z$ , но отличающиеся количеством нейтронов  $N$ , называются изотопами. Большинство химических элементов имеет несколько изотопов. Например, у водорода три изотопа:  $H_1^1$  – обычный водород, или протий;  $H_1^2$  – тяжелый водород, или дейтерий;  $H_1^3$  – сверхтяжелый водород, или тритий.

Атомы с одинаковым массовым числом называются *изобарами*. Например:  $Ar_{18}^{40}$ ,  $Ca_{20}^{40}$ .

### 5.2.3 Ядерные силы. Энергия связи

Ядерное взаимодействие между нуклонами получило название *сильного взаимодействия*, а отвечающие ему силы – *ядерными силами*. Ядерные силы являются силами *притяжения*, причем их величина не зависит от заряда нуклонов. Ядерные силы являются *короткодействующими* силами, при расстояниях больше размеров ядра  $\sim 10^{-15}$  м ядерные силы становятся слабее, чем силы электрического взаимодействия. Существенное отличие ядерных сил от кулоновских состоит в зависимости от взаимной ориентации спинов нуклонов, а также насыщении ядерных сил, каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом окружающих его других нуклонов.

Для того чтобы удалить из ядра один или несколько нуклонов, необходимо преодолеть действие ядерных сил. *Энергией связи* ядра  $E_{св}$  называется работа, которую необходимо совершить для того, чтобы разделить ядро на составляющие его нуклоны.

Суммарная энергия покоя отдельных нуклонов  $E = mc^2$  будет больше, чем энергия ядра, состоящего из этих нуклонов. Таким образом, масса ядра  $m_{\text{я}}$  всегда меньше масс составляющих его нуклонов  $m_n$ , их разности называются *дефектом масс*  $\Delta m$

$$\Delta m = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - m_{\text{я}}. \quad (5.20)$$

Энергия связи ядра определяется формулой

$$E = \Delta m \cdot c^2 = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n - m_{\text{я}}) \cdot c^2. \quad (5.21)$$

Удельная энергия связи  $\Delta E_{\text{св}}$ , приходящаяся на один нуклон, определяет устойчивость ядра: чем больше энергия связи, тем ядро оказывается устойчивее

$$\Delta E_{\text{св}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}, \quad (5.22)$$

где  $A$  – массовое число ядра.

У легкого атома гелия  $\text{He}$  удельная энергия связи  $\Delta E_{\text{св}} = 7,1$  МэВ.

Ядра с массовым числом  $A = 50 - 60$  обладают максимальным значением  $\Delta E_{\text{св}} \sim 8,7$  МэВ. При дальнейшем росте массового числа  $A$  удельная энергия связи уменьшается. Это означает, что сильнее всего нуклоны связаны в ядрах атомов элементов, находящихся примерно в середине таблицы Менделеева.

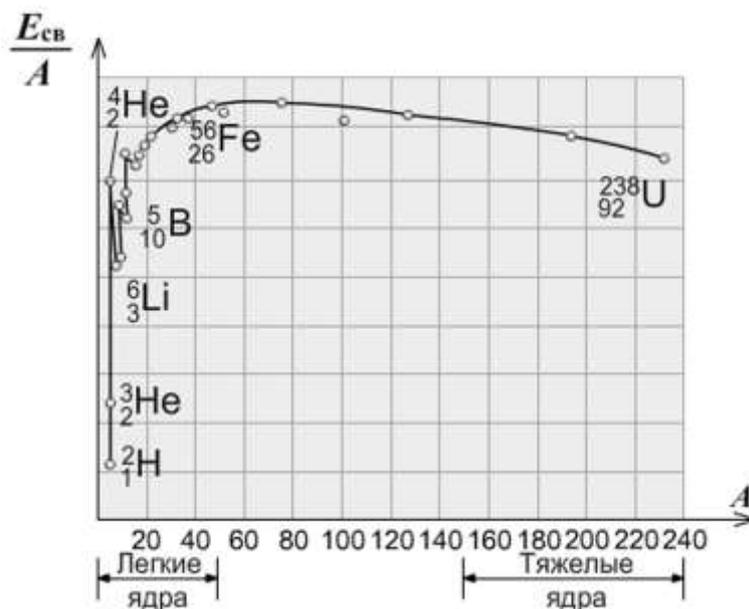


Рисунок 5.9 – Удельная энергия связи, приходящаяся на один нуклон

Сложная зависимость удельной энергии связи показывает, что возможны два процесса: деление тяжелых ядер на более легкие и син-

тез легких ядер в более тяжелое ядро. При этом оба процесса сопровождаются выделением большого количества энергии. Так, деление одного ядра с  $A = 240$  и  $\Delta E_{\text{св}} = 7,5$  МэВ на два ядра с  $A = 120$  и  $\Delta E_{\text{св}} = 8,5$  МэВ приводит к высвобождению энергии  $\Delta E = (8,5 - 7,5) \cdot 240 \text{ МэВ} = 240 \cdot \text{МэВ}$ . Синтез двух ядер тяжелого водорода  $H_1^2$  в ядро гелия  $He_2^4$  приводит к выделению энергии, равной  $\Delta E = 24 \text{ МэВ}$ . Для сравнения – при окислении одного атома углерода с двумя атомами кислорода выделяется энергия  $\Delta E \approx 5 \Delta \text{ эВ}$ .

Большинство сверхтяжелых ядер  $A > 209$  являются *радиоактивными*, ядра таких элементов могут самопроизвольно спонтанно распадаться. Тяжелые ядра  $A < 209$  не распадаются самостоятельно на более легкие ядра, хотя это более выгодное состояние с точки зрения энергии. Для осуществления деления тяжелого ядра необходимо сообщить дополнительную энергию – *энергию активации*, для того чтобы вывести ядро в промежуточное состояние, энергия которого выше, чем энергия основного состояния тяжелого ядра. При синтезе легких ядер, для того чтобы начали действовать ядерные силы, необходимо, чтобы ядра приблизились на расстояние  $r \approx 10^{-15}$  м, на котором начинают действовать ядерные силы, а электрические силы отталкивания становятся достаточно слабыми. Для этого легкие ядра должны двигаться с большими скоростями, что в свою очередь приводит в большим величинам температуры  $T$  и давления  $p$  – именно поэтому ядерные реакции синтеза называется *термоядерными*.

#### 5.2.4 Закон радиоактивного распада

Радиоактивность – самопроизвольное превращение одного химического элемента в другой, которое сопровождается испусканием элементарных частиц или ядер. Явление радиоактивности было обнаружено в 1896 году А. Беккерелем.

Для каждого радиоактивного ядра имеется определенная вероятность  $\lambda$  того, что ядро самопроизвольно распадется. Если радиоактивное вещество содержит  $N$  ядер, то через некоторый промежуток времени  $dt$  произойдет распад  $dN$  ядер

$$dN = -\lambda N dt, \quad (5.23)$$

где  $\lambda$  – постоянная распада, знак «минус» показывает, что число нераспавшихся ядер уменьшается.

Тогда в некоторый момент времени  $t$ , исходя из дифференциального уравнения

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt. \quad (5.24)$$

Согласно закону радиоактивного распада, нераспавшимися останется  $N$  ядер

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (5.25)$$

где  $N$  – количество не распавшихся ядер в момент времени  $t$ ;

$N_0$  – число ядер в начальный момент времени  $t = 0$  (рисунок 5.10).

Время, за которое распадается половина  $N = \frac{N_0}{2}$  от первоначального числа ядер  $N_0$ , называется *период полураспада*  $T_{\frac{1}{2}}$ , который связан с постоянной распада  $\lambda$  соотношением

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (5.26)$$

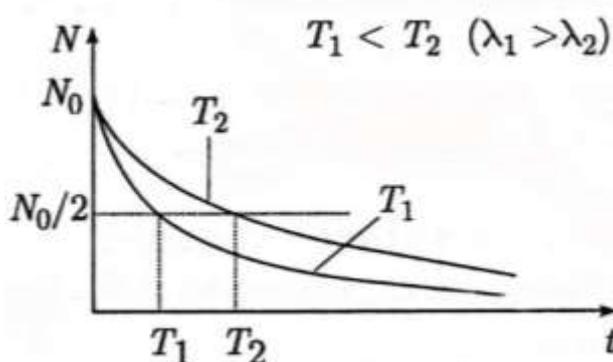


Рисунок 5.10 – Зависимость радиоактивного распада двух химических элементов, характеризующихся постоянными распада  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно

Число распадов ядер в единицу времени называется *активностью препарата*  $A$

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (5.27)$$

Единицей активности в системе СИ является беккерель (Бк),  $1 \text{ Бк} = 1 \frac{\text{распад}}{\text{с}}$ . внесистемная единица активности – кюри (Ки),

$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ .

## 5.2.5 Радиоактивность

Радиоактивность сопровождается одним из трех типов излучения –  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ .  $\alpha$ -излучение представляет собой поток ядер гелия  $He_2^4$ ,  $\beta$ -излучение – поток электронов  $e^-$  или позитронов  $e^+$ ,  $\gamma$ -излучение – коротковолновое электромагнитное излучение с длиной волны  $\lambda < 10^{-10}$  м.

*Альфа-распад* протекает по следующей схеме:



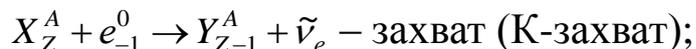
где  $X$  – химический символ исходного материнского ядра;

$Y$  – химический символ дочернего ядра.

Пример альфа-распада:  $U_{92}^{238} \rightarrow Y_{90}^{234} + He_2^4$ .

При распаде  $\alpha$ -частицы обладают большими скоростями  $v \approx (1,4 - 2) \cdot 10^7$  м/с. Поскольку масса материнского ядра  $X$  больше суммарной массы дочернего ядра  $Y$  и  $\alpha$ -частицы, то разность масс выделяется в виде кинетической энергии  $\Delta E_{св} \approx$  от 4 до 8,8 МэВ, которую приобретает  $\alpha$ -частица. Несмотря на это, свободный пробег  $\alpha$ -частиц в воздухе составляет несколько сантиметров, в твердом теле – несколько микрометров. Энергия  $\alpha$ -частиц, испускаемых при распаде ядер, оказывается строго определенной, поэтому  $\alpha$ -излучение достаточно часто сопровождается  $\gamma$ -излучением.

*Бета-распад* может протекать по нескольким схемам:



где  $X$  – химический символ исходного материнского ядра;

$Y$  – химический символ дочернего ядра;

$e_{-1}^0$  и  $e_{+1}^0$  – электрон и позитрон;

$\nu_e$  и  $\tilde{\nu}_e$  – электронные нейтрино и антинейтрино соответственно.

Пример бета-распада:  $Th_{90}^{234} \rightarrow U_{91}^{234} + e_{-1}^0 + \tilde{\nu}_e$ .

Энергетический спектр бета-распадов является непрерывным, максимальное значение энергии  $E_{\max}$  соответствует разности между энергиями материнского и дочернего ядер. При  $E < E_{\max}$  происходит нарушение закона сохранения энергии, однако В. Паули высказал гипотезу, что недостающая часть энергии  $\Delta E = E_{\max} - E$  приходится на

долю нейтрино.  $\beta$ -распад происходит так, что один из нейтронов в ядре превращается в протон по следующей схеме:  $n_0^1 \rightarrow p_1^1 + e_{-1}^0 + \tilde{\nu}_e$ .

Нейтрино не участвует ни в электромагнитных, ни в сильных взаимодействиях. Взаимодействие, в котором принимает участие нейтрино, получило название слабого взаимодействия, примером которого, в частности, является  $\beta$ -распад ядер.

К-захват всегда сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения, поскольку вакантное место в К-оболочке заполняется электронами с  $L^-$ ,  $M^-$  и т.д. оболочек.

*Гамма-излучение* – вид электромагнитного излучения с малой длиной волны  $\lambda < 10^{-10}$  м, которым сопровождается распад ядер. Подобно атому ядро может находиться в возбужденном состоянии, при переходе в состояние с более низкой энергией испускается  $\gamma$ -квант. Поскольку расстояния между энергетическими уровнями в ядре гораздо больше  $\Delta E \approx 10^3 - 10^6$  эВ, чем в атоме ( $\Delta E \approx 10$  эВ), то спектр энергии  $\gamma$ -квантов является дискретным с величиной энергии излучения от единиц кэВ до МэВ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем учебном пособии последовательно, хотя и в краткой форме, изложены основы общей физики по тем разделам, которые так или иначе связаны со специальными предметами, включенными в учебные программы аграрных вузов. Поэтому в нем не рассмотрены вопросы, связанные с физикой твердого тела, квантовой механикой и физикой наночастиц. Стоит отметить, достижения в этих областях за последнее время настолько глубоки и их развитие происходит настолько бурно, что они стремительно входят в обыденную жизнь каждого человека в виде новых технологий производства продуктов, лекарств и различного оборудования. И естественно, для понимания новейших достижений и их применения на практике современному студенту необходимы знания физических основ перечисленных выше разделов, не рассмотренных в настоящем пособии. Поэтому в дальнейшем авторы ставят задачу дополнить и расширить пособие в соответствии с требованиями к учебным программам.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Грабовский, Р.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов / Р.И. Грабовский. – 12-е изд. – СПб.: Лань, 2012. – 608 с.
2. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие / Т.И. Трофимова. – 23-е изд. – М.: Академия, 2017. – 560 с.
3. Бордовский, Г.А. Общая физика: учеб. пособие: в 2 т. / Г.А. Бордовский, Э.В. Бурсиан. – 2-е изд. – М.: Юрайт, 2019. Т. 1. – 242 с.
4. Бордовский, Г.А. Общая физика: учеб. пособие: в 2 т. / Г.А. Бордовский, Э.В. Бурсиан. – 2-е изд. – М.: Юрайт, 2019. Т. 2. – 299 с.
5. Савельев, И.В. Курс физики: учеб. пособие для вузов. Т. 1. Механика. Молекулярная физика / И.В. Савельев. – СПб.: Лань, 2008. – 351 с.
6. Савельев, И.В. Курс физики: учеб. пособие для вузов. Т. 2. Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика / И.В. Савельев. – СПб.: Лань, 2008. – 467 с.
7. Савельев, И.В. Курс физики: учеб. пособие для вузов. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц / И.В. Савельев. – СПб.: Лань, 2008. – 302 с.
8. Волькенштейн, В.С. Сборник задач по общему курсу физики: для студентов техн. вузов / В.С. Волькенштейн. – СПб.: Лань, 2010. – 381 с.
9. Сборник задач по физике / под ред. Р.И. Грабовского. – СПб.: Лань, 2012. – 128 с.
10. Показеев, К.В. Сборник задач по физике для вузов пищевого и аграрного профиля: учеб. пособие / К.В. Показеев. – СПб.: Лань, 2016. – 368 с.
11. Дмитриева, В.Ф. Основы физики: учеб. пособие для вузов / В.Ф. Дмитриева, В.Л. Прокофьев. – 2-е изд. – М.: Высш. шк., 2001. – 527 с.
12. Детлаф, А.А. Курс физики: учеб. пособие для вузов / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – 2-е изд. – М.: Высш. шк., 2000. – 717 с.

# **КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ**

*Учебное пособие*

Чжан Анатолий Владимирович  
Сакаш Ирина Юрьевна  
Чичикова Татьяна Олеговна  
Богданов Евгений Витальевич  
Меньшиков Виктор Васильевич  
Наслузова Ольга Ильинична  
Гурова Нина Николаевна

Редактор Т.М. Мاستрич

Санитарно-эпидемиологическое заключение № 24.49.04.953.П. 000381.09.03 от 25.09.2003 г.

Подписано в печать 30.11.2019. Формат 60×84/16. Бумага тип. № 1.

Печать – ризограф. Усл. печ. л. 8,0. Тираж 100 экз. Заказ № 202

Редакционно-издательский центр Красноярского государственного аграрного университета  
660017, Красноярск, ул. Ленина, 117